
Aufbau und Charakterisierung eines optischen parametrischen Verstärkers im nahen infraroten Spektralbereich

Marcus Moser



München 2008

Aufbau und Charakterisierung eines optischen parametrischen Verstärkers im nahen infraroten Spektralbereich

Marcus Moser

Diplomarbeit

an der Fakultät für Physikalische Technik
im Fachbereich Technische Physik
Hochschule München

vorgelegt von
Marcus Moser
aus Bad Aibling

15.11.2008

Erstgutachter: Prof. Dr. Rolf Heilmann

Zweitgutachter: Prof. Dr. Ulrich Röder

Betreuer: Dr. Andreas Fix

Tag der Abgabe: 15.11.2008

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-------------|
| Kurzfassung | viii |
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 CO_2-Messung mittels Lidar | 5 |
| 2.1 Lidarprinzip | 5 |
| 2.1.1 DIAL / IPDA - System | 7 |
| 2.2 Messung von CO_2 | 9 |
| 3 Theoretische Grundlagen | 11 |
| 3.1 Grundlagen der nichtlinearen Optik | 11 |
| 3.2 Frequenzkonversion | 14 |
| 3.2.1 Drei-Wellenkonversionsprozess | 15 |
| 3.2.2 Phasenanpassung | 20 |
| 3.2.3 Kristalle der nichtlinearen Optik | 21 |
| 3.3 Strahlprofil und Propagation | 25 |
| 3.3.1 Stabiler und instabiler Resonator | 25 |
| 3.3.2 Strahlprofil und Strahlpropagation | 26 |
| 3.3.3 Relay Imaging | 30 |
| 3.4 Injection Seeding | 32 |
| 4 Experimenteller Aufbau und Messungen | 35 |
| 4.1 Diodengepumpter Nd:YAG Laser | 37 |
| 4.1.1 Vorbereitende Messungen | 37 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.1.2 | Abgleich und Optimierung des Lasersystems | 42 |
| 4.1.3 | Totalschaden | 46 |
| 4.2 | Blitzlampengepumpter Nd:YAG Laser | 49 |
| 4.2.1 | Abgleich und Optimierung des Lasersystems | 51 |
| 4.2.2 | M^2 - Messung | 54 |
| 4.2.3 | Aufbau Relay Imaging | 57 |
| 4.2.4 | Zusammenfassung der Ausgangsparameterdes Lasersystems | 60 |
| 4.3 | OPO - Optisch parametrischer Oszillator | 62 |
| 4.3.1 | Messungen | 64 |
| 4.3.2 | M^2 - Messung | 65 |
| 4.3.3 | Spektrum des OPO | 72 |
| 4.3.4 | Ausgangsparameter | 72 |
| 4.4 | OPA - Optisch parametrischer Verstärker | 73 |
| 4.4.1 | Vermessung des Einkristallsystems | 79 |
| 4.4.2 | Vermessung der Mehrkristallsysteme | 86 |
| 4.4.3 | Kameraaufnahme und Vergleich des Strahlprofils | 118 |
| 4.4.4 | Analyse der spektralen Eigenschaften des OPA | 121 |
| 4.4.5 | Vergleich und Zusammenfassung der Systeme | 123 |
| 5 | Zusammenfassung und Diskussion | 129 |
| 5.1 | Zusammenfassung | 129 |
| 5.2 | Weiterentwicklungspotentiale | 131 |
| A | Datenblätter | 133 |
| A.1 | Datenblatt Ando Optical Spektrum Analysator AQ6319 | 134 |
| A.2 | Datenblatt der Coherent-Kamera | 135 |
| A.3 | Datenblatt der InGaAs-Kamera | 136 |
| A.4 | Datenblatt des photoelektromagnetischen IR Detektors | 137 |
| B | Messungen Xenics-Kamerasystem | 138 |
| | Abbildungsverzeichnis | 143 |

| | |
|-----------------------------------|------------|
| Tabellenverzeichnis | 147 |
| Literaturverzeichnis | 149 |
| Danksagung | 153 |
| Eigenständigkeitserklärung | 155 |

Kurzfassung

Die satellitengestützte Messung von CO_2 ist ein hochaktueller Forschungsgegenstand. Das Differential-Absorptions-Lidar (DIAL) Verfahren besitzt das Potential für globale, satellitengestützte Messungen von CO_2 . Von bisherigen entwickelten Systemen konnten jedoch die notwendigen Anforderungen an eine geeignete Laserquelle nicht erreicht werden.

Ziel dieser Arbeit ist es daher, den Transmitter eines DIAL-Systems weiterzuentwickeln und die Anforderungen eines weltraumgestützten Systems nachzuweisen. Ein kritischer Punkt hierbei ist die nötige Signalenergie mit ausreichend guten räumlichen Eigenschaften zu erreichen. Die Signalenergie wird durch einen optisch parametrischen Oszillator (OPO) mit Kalium-Titanyl-Phosphat (KTP), als nichtlinearen Medium, erzeugt und durch einen optisch parametrischen Verstärker (OPA) mit Kalium-Titanyl-Arsenat (KTA), als nichtlinearen Medium, verstärkt. Der OPA wurde in verschiedenen Kristallsystemen mit Hilfe von bis zu vier KTA-Kristallen aufgebaut. Für die Aufbauten wurden Verstärkungseigenschaften, erreichte Signalenergie und Effizienz des Prozesses ausgewertet und analysiert. Nach der Optimierung des OPA-Prozesses wurde die nötige Signalenergie von $52,5\text{ mJ}$ mit einer gesamten Konversionseffizienz von 39% erreicht. Darüber hinaus erreichte der OPA Verstärkungsfaktoren von mehr als 35.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit war die Messung der räumlichen Ausbreitungseigenschaften bzw. des Strahl-Parameter-Produkts M^2 . Für die M^2 -Messung des OPO wurde eine neuartige *InGaAs*-Kamera eingesetzt. Das Kamerasystem wurde bezüglich Aussteuerungsverhalten, nichtlinearer Dynamik und deren Offset vermessen. Es stellte sich jedoch heraus, dass es aus technischen Gründen nicht möglich war das M^2 korrekt zu bestimmen. Es konnten dennoch quantitative Messungen zur Strahlanalyse durchgeführt werden, welche kaum Änderungen des Strahlprofils auf Grund des Verstärkungsprozesses zeigten.

Mit diesen Eigenschaften ist das untersuchte OPO-OPA System ein potentieller Kandidat für einen Satelliten getragenen Lidartransmitter zur Messung von CO_2 .

Abstract

The Differential-Absorptions-Lidar shows high potential to measure CO_2 from space. So far, existing systems haven't been able to meet the necessary requirements for a suitable laser source. Therefore, the main objective of this thesis is to improve the transmitter of a DIAL-system to meet the requirements for a spaceborne system.

A critical point is to achieve the required signal energy together with adequate spatial properties. The signal is generated by an optical parametric oscillator (OPO), using Kalium-Titanyl-Phosphate (KTP) as a non-linear crystal, and amplified by an optical parametric amplifier (OPA), using Kalium-Titanyl-Arsenate (KTA) as a non-linear crystal. The investigated OPA was set up in various single and several multi-crystal configurations consisting of up to four individual crystals. Amplification properties, achieved signal energy and efficiency of the process have been analysed. After optimization of the OPA process, a signal energy of up to $52,5mJ$ has been achieved with a total conversion efficiency of 39%. Furthermore, the OPA achieved a gain of more than 35.

The second part of this thesis was focussed on the measurement of the spatial propagation characteristics and the beam-parameter product M^2 , respectively. During the M^2 measurements, an *InGaAs*-camera system was used which only recently became available. This camera system was characterized with respect to gain behaviour, the non-linear dynamic and its offset. It turned out that a correct determination of M^2 could not be achieved due to technical reasons. Nevertheless, quantitative analyses of the beam quality have been carried out. It was found, that the amplification process does not significantly change the spatial beam profile.

Thus, due to its favourable properties, the investigated system is a potential candidate for a spaceborne lidar transmitter to measure CO_2 .

Kapitel 1

Einleitung

Im Zeitalter des globalen Klimawandels spielt das Verständnis für die Quellen und Senken der Treibhausgase eine wichtige Rolle. Das wichtigste anthropogene Treibhausgas ist CO_2 , dessen Konzentration in der Atmosphäre sich seit Beginn des industriellen Zeitalters um 30% erhöht hat. Der gesamte Kreislauf von CO_2 ist bis dato weitestgehend nicht entschlüsselt und lässt somit nur vage Aussagen über dessen Veränderung zu. Insbesondere ist die Reaktion des natürlichen Gleichgewichts auf den anthropogenen Einfluss nach wie vor unzureichend bekannt (ESA 2007a) (ESA 2007b).

Die Entschlüsselung des Kohlenstoffkreislaufs ist daher eine der fundamentalen Fragen der aktuellen Wissenschaft. Auf Grund dessen wurde von der ESA (**E**uropean **S**pace **A**gency) die Mission *A-Scope*¹ initiiert, dessen Ziel es ist, ein satellitengestütztes Messsystem (s. Abbildung 1.1) auf Basis der Lidartechnologie (**L**ight **D**etection and **R**anging) zur Messung von Quellen und Senken der globalen CO_2 -Flüsse aufzubauen. Die Mission soll die Überwachung und das Verständnis des gesamten Erdsystems verbessern und somit evtl. globale Trends erkennen können.

Derzeit arbeiten weltweit verschiedene Arbeitsgruppen an Konzepten zur Realisierung eines derartigen Messsystems.

Im Rahmen einer Studie (Amediak 2007) wurde die prinzipielle Machbarkeit

¹ A-SCOPE - **A**dvanced **S**pace **C**arbon and Climate **O**bservation of **P**lanet **E**arth.

eines solchen Lidarsystems am DLR² analysiert und bewiesen. In dieser Studie sollten die technologischen Anforderungen an ein derartiges System und die Fehlerquellen mit Hilfe eines Labordemonstrators untersucht werden. Es stellte sich anhand erster Messungen heraus, dass ein solches System prinzipiell für die Messung von CO_2 -Konzentrationen geeignet ist.

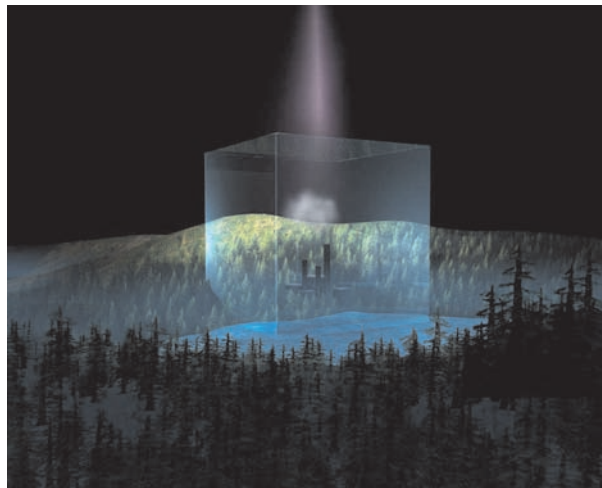


Abbildung 1.1: Konzeptionelle Darstellung der satellitengestützten CO_2 -Überwachung im Rahmen der A-Scope-Studie (ESA 2007a) (ESA 2007b).

Der auf Basis der *DIAL-Technik* aufgebaute Prototyp zur Messung von CO_2 besteht aus einer Transmittereinheit, Empfängereinheit und der Datenauswertung. Das System arbeitet bei einer Messwellenlänge von $\sim 1570nm$ und basiert auf einem gepulsten System mit Energien von $\sim (5 - 10) \frac{mJ}{Puls}$. Das Laborsystem erreicht eine Genauigkeit von 1% für die Ermittlung des CO_2 -Mischungsverhältnisses vom Boden aus.

Der Laboraufbau des Transmitters besteht aus einem *blitzlampengepumpten Nd:YAG Laser* mit Injection Seeding und einem *optisch parametrischen Oszillator* (OPO), welcher als nichtlineare Quelle einen *Potassium Titanyl Phosphate* (KTP) Kristall besitzt. Der Nd:YAG Laser mit einer Repetitionsrate von $10Hz$ dient als Energiequelle für das KTP-OPO-System. Das KTP-OPO-System lie-

² Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt

fert mittels alternierendem Injection Seeding durch zwei DFB-Laserdioden zwei äußerst schmalbandige Wellenlängen bei $1570nm$.

Das Ziel dieser Arbeit im Rahmen eines von der ESA unter Projektleitung von EADS-Astrium GmbH geförderten Projektes ist es, den Transmitter vom Prototyp weiterzuentwickeln und die Anforderungen eines weltraumgestützten Systems nachzuweisen. Hierbei sind folgende Punkte Grundlage und Motivation für diese Arbeit:

| Kriterium | A-Scope (Fix et al. 2008) | Prototyp (Amediek et al. (2008)) |
|---------------------------|------------------------------|-------------------------------------|
| Pulsenergie (1573nm) [mJ] | 30-50 | 10 |
| PRF pro Wellenlänge [Hz] | 50 | 5 |
| M^2 | möglichst gut | unbekannt |
| Spektrale Reinheit | 99,9% | 99,9% |
| Frequenzstabilität [MHz] | ≤ 1 | ≤ 5 |
| Bandbreite [MHz] | 60 | unbekannt |

Tabelle 1.1: Zusammenfassung der Grundparameter zur satellitengetragenen CO_2 -Messung mittels eines DIAL-Systems. Fix et al. (2008)

Im ersten Schritt sollte der Pumplaser durch einen diodengepumpten Nd:YAG Laser mit einer Repetitionsrate von $100Hz$ ausgetauscht werden, welcher die geforderte *puls repetition frequenz* (PRF) erfüllt (s. Tabelle 1.1). Zum Erreichen der oben genannten Ziele, vor allem der Signalenergie, wurde im zweiten Schritt das OPO-System durch einen *optisch parametrischen Verstärker/Amplifier* (OPA), mit *Kalium-Titanyl-Arsenat* (KTA) als nichtlineares Medium, erweitert. Das OPA-System dient als Verstärker der Signalstrahlung des OPO, jedoch mit der Zielsetzung keine wesentliche Beeinflussung der Strahlqualität und spektralen Eigenschaften zu erreichen. Hierzu sollte eine vollständige Charakterisierung des OPO/OPA-Systems bezüglich Verstärkungseigenschaften, erreichbarer Energien,

Strahlqualität und spektraler Eigenschaften durchgeführt werden. Für die Untersuchung der Auswirkungen des OPA auf die Strahlqualität sollte erstmals ein *InGaAs*-Kamerasystem aufgebaut und eingesetzt werden.

Als Ergebnis dieser Arbeit kann durch die Analyse und die damit erlangten Erfahrungen der Verstärkungeigenschaften von KTA ein eventuell besserer Aufbau des OPO oder des gesamten Systems und dessen Ausgangseigenschaften definiert werden.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut:

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen des Messsystems ausgearbeitet und beschrieben. Das 3. Kapitel legt die Grundlagen zum Verständnis der folgenden Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit beschrieben werden. Im 4. Kapitel folgt im ersten Teil der Aufbau und die Abstimmung der Pumplaser. Im 2. Teil des 4. Kapitels wird der Aufbau und die Charakterisierung des bestehenden OPO und OPA beschrieben. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst und bewertet.

Kapitel 2

CO_2 -Messung mittels Lidar

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die nötigen Spezifikationen der ESA bezüglich der Transmittertechnik und des geplanten satellitengestützten CO_2 -Messsystems erarbeitet und charakterisiert werden.

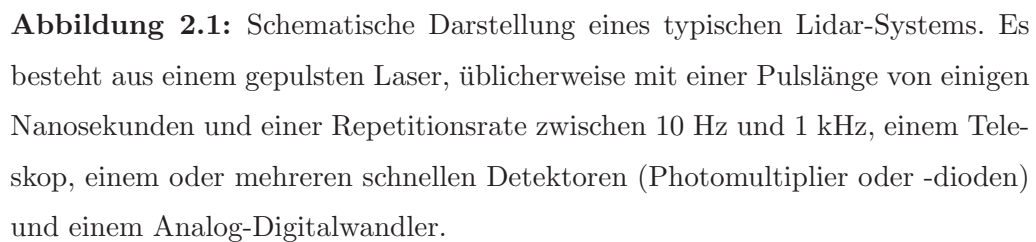
Das Messsystem funktioniert nach dem Lidar-Prinzip. Lidar ist ein aktives Fernerkundungsverfahren zur Messung von Spurengasen und Aerosolen sowie deren Verteilung in der Atmosphäre.

2.1 Lidarprinzip

Ein Lidarsystem besteht in der Regel aus einem gepulsten Laser mit der Wellenlänge λ , welcher Impulse im Nanosekunden-Bereich t_P in die Atmosphäre aussendet. Der Lichtimpuls der Energie $P_L t_P$ wird von Luftmolekülen und Aerosolen im Rückstreuvolume $dr = ct_P$ in der Atmosphäre zurück gestreut. Die Photonen, welche zurück zur Empfangseinheit mit einer Effizienz $D(\lambda)$ des Lidars gelangen, werden dort detektiert. Aus der Laufzeit kann die räumliche Verteilung entlang der Messstrecke errechnet werden.

$$P(r, \lambda) = P_L D(\lambda) C(r) \frac{A}{r^2} \frac{c}{2} t_P \beta(r, \lambda) \exp \left[-2 \int_0^r \alpha(R, \lambda) dR \right] \quad (2.1)$$

Die Gleichung (2.1) wird als allgemeine Lidar-Gleichung bezeichnet. Hierbei ist $P(r, \lambda)$ die empfangene Leistung und $C(r)$ beschreibt die geometrische Kompres-


$$\alpha(r) = \alpha_m(r) + \alpha_a(r) \quad (2.2)$$

$$\beta(r) = \beta_m(r) + \beta_a(r) \quad (2.3)$$

Das Signal wird bei Molekülen durch Rayleigh–Streuung (Wellenlängenabhängigkeit $\sim \lambda^{-4}$) verursacht. Bei Aerosolen wird die Streuung von Licht im Allgemeinen durch die Mie-Theorie beschrieben, weil der Durchmesser der Teilchen in die Größenordnung der Wellenlänge kommen und somit nicht mehr vernachlässigt werden kann (Weitkamp 2005) (Amediek 2007).

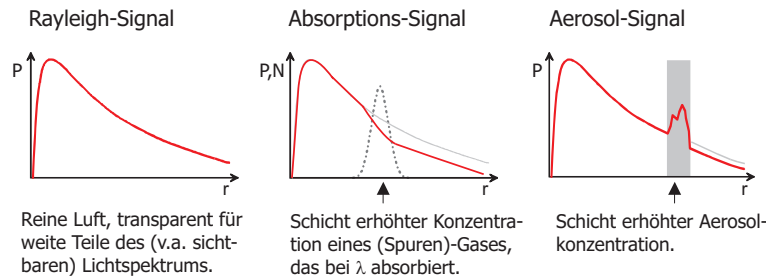


Abbildung 2.2: Qualitative Darstellung eines typischen Lidar-Signalschemas. Die Abnahme des Rayleigh-Signals enthält die Rayleigh-Extinktion, wird aber durch r^{-2} dominiert Fix and Reitebuch (2006).

2.1.1 DIAL / IPDA - System

Bei der Messung von Spurengasen, wie in unserem Fall die Messung von CO_2 in der Atmosphäre, wird das **Differential Absorptions Lidar** (DIAL) eingesetzt. Das Verfahren unterscheidet sich von einem gewöhnlichen Lidar durch den Einsatz von zwei Wellenlängen. Eine Wellenlänge (Online) wird so gewählt, dass sie stark von dem zu messenden Gas absorbiert wird. Die zweite Wellenlänge (Offline) hingegen wird so gewählt, dass sie nicht von dem zu messenden Gas beeinflusst wird, vgl. Abbildung 2.3. Andererseits sollen sie so nah beieinander liegen, dass die übrigen atmosphärischen Parameter und Koeffizienten für beide annähernd gleich sind. Aus den Impulslaufzeiten von On- und Offlinesignal und deren Quotienten kann das Profil der Teilchenzahldichte entlang der Messstrecke ermittelt werden.

Eine spezielle Form des Dial-Lidar ist das **Integrated Path Differential Absorption** (IPDA) Verfahren, bei welchem der Reflex eines festen Körpers bzw. Oberfläche genutzt wird. Der Vorteil liegt hierbei darin, dass die empfangene Signalstärke we-

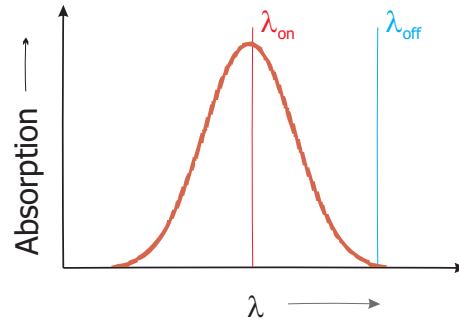


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer geeigneten Absorptionslinie für die DIAL-Messung, Online-Wellenlänge im Absorptionsmaximum oder in der Flanke der Linie und Offline-Wellenlänge im nicht absorbierenden Seitenbereich Amediek (2007).

sentlich höher ist als bei atmosphärischer Rückstreuung, und somit eine genauere Messung auf Grund des geringeren statistischen Meßfehlers möglich ist. Ein erheblicher Nachteil ist jedoch der Verlust der Ortsauflösung des Systems. Schwierigkeiten ergeben sich durch die Annahme, dass die Reflektivität des Rückstreuers für On- und Offlinewellenlänge gleich ist. Für ein solches System und deren empfangene Leistung gilt für den Fall eines Lambert'schen Streuers (Weitkamp 2005):

$$P(R, \lambda) = \frac{\rho}{\pi} \frac{E_L}{t_P} C(r) \frac{A}{R^2} \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(r, \lambda) dr \right] \quad (2.4)$$

R ist der Abstand zwischen System und Hard Target mit der Reflektivität ρ . Für den Extinktionskoeffizienten gilt

$$\alpha(r) = \alpha_{CO_2}(r) + \alpha_m(r) + \alpha_a(r) \quad (2.5)$$

Die Gleichung (2.4) ist unterbestimmt und kann nur durch Bilden des Verhältnisses von $P(R, \lambda_{on})/P(R, \lambda_{off})$, unter der Annahme, dass $\alpha_m(r) + \alpha_a(r)$ und alle Systemparameter für On- und Offlinewellenlänge gleich sind, berechnet bzw. ausgewertet werden (s. Gleichung (2.6)).

$$\ln \left(\frac{P(R, \lambda_{on})}{P(R, \lambda_{off})} \right) = 2 \int_0^R \Delta \alpha_{CO_2} dr \quad (2.6)$$

Die Gleichung (2.6), mit $\Delta\alpha_{CO_2} = \alpha_{CO_2}(r, \lambda_{on}) - \alpha_{CO_2}(r, \lambda_{off})$, enthält nur noch Größen welche direkt gemessen werden können. Weiter kann man für

$$\alpha_{CO_2} = N_{CO_2}(r)\sigma_{CO_2}(r, \lambda) \quad (2.7)$$

mit $N_{CO_2}(r)$ [Teilchen/ m^3] und $\sigma_{CO_2}(r, \lambda)$ [m^2 /Teilchen] was der Teilchenzahl-dichte und dem Absorptionsquerschnittes des Gases entspricht, schreiben. Durch Gleichung (2.6) und (2.7) kann man, mit Einführen des *differentiellen Absorptionsquerschnitts* $\Delta\sigma_{CO_2}$, festhalten:

$$\ln\left(\frac{P(R, \lambda_{off})}{P(R, \lambda_{on})}\right) = 2 \int_0^R N_{CO_2}(r) \Delta\sigma_{CO_2} dr \quad (2.8)$$

$$N_{CO_2}^{ges;0 \rightarrow R} \equiv \int_0^R N_{CO_2}(r) \Delta\sigma_{CO_2} dr = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{P(R, \lambda_{off})}{P(R, \lambda_{on})}\right) \quad (2.9)$$

Die Gleichung (2.9) (Amediek 2007) ermöglicht die Ermittlung der gesamten Teilchendichte der Messstrecke in Abhängigkeit von der gemessenen rückgestreuten Leistung. Der Nachweis, das dieses Prinzip für die Messung von CO_2 eingesetzt werden kann, wurde im Rahmen einer Dissertation am DLR erbracht (Amediek 2007).

2.2 Messung von CO_2

Ein Teil der Arbeit bestand in der Untersuchung geeigneter Absorptionslinien zur Messung der CO_2 Konzentration. Es stellte sich hierbei ein Wellenlängenbereich von $\lambda > 1,5 \mu m$ als optimal heraus. Die Wahl der Wellenlänge hängt empfindlich von dem Absorptionsverhalten des zu messenden Gases ab und soll im Folgenden ausschnittsweise dargestellt werden.

CO_2 - Molekül

CO_2 ist ein drei-atomiges lineares Molekül, welches zahlreiche Energieübergänge im Absorptionsspektrum besitzt. Dabei unterscheidet man neben der Translation eines Moleküls Schwingungs- und Rotationszustände. Das CO_2 -Molekül be-

sitzt kein ständiges Dipolmoment. Erst im Schwingungszustand wird ein dynamisches Moment erzeugt, welches eine Anregung durch elektromagnetische Felder ermöglicht. Die drei Fundamentalzustände können auch in Kombination auftreten und erzeugen somit mehr Energieübergänge.

Für die Messung des Moleküls wurde auf Grund der Verfügbarkeit der Technik (L-Band der Telekommunikationswellenlängen) ein Kombinationsbereich von $(1565 - 1590)nm$ gewählt. Die benötigte Energie zur Anregung der einzelnen Zustände ist unterschiedlich. Im Schwingungs-Rotations-Spektrum treten dabei zahlreiche Übergänge und deren Kombinationen auf. Da die zur Rotation des Moleküls benötigte Energie wesentlich geringer ist als die Schwingungsenergie, treten neben den Molekülschwingungen immer auch Rotationen auf. Diese führen zu einer Vielzahl von einzelnen Linien um das durch die Schwingung hervorgerufene Bandenzentrum. Insbesondere bilden sich bei den Rotationslinien zwei sogenannte Zweige aus, der P-Zweig und der R-Zweig. Der R-Zweig liegt auf der Seite der höheren Wellenzahlen, was gleichbedeutend mit einer höheren Energie ist. Er entsteht durch Rotationsübergänge von niedrigen zu höheren Rotationsenergieniveaus. Der P-Zweig wird durch den Übergang von höheren zu niedrigeren Energieniveaus der Molekülrotationen hervorgerufen. Zur Berechnung der Absorptionwellenlänge wird somit definiert,

$$\lambda_{abs} = \frac{c}{h}(E_{Schw}^{oben} - E_{Schw}^{unten} + E_{Rot}^{oben} - E_{Rot}^{unten}) \quad (2.10)$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit, h das Plancksche Wirkungsquantum und E die jeweilige Energie des Schwingungs- bzw. Rotationszustands (Demtröder 2003). Die Linien besitzen eine endliche spektrale Breite, welche durch die Übergangswahrscheinlichkeit und die Besetzung geprägt ist. Die Besetzung der Schwingungs- und Rotationszustände hängt über die Boltzmann-Verteilung von der Energie E_i des Zustandes und der Temperatur T ab.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

Ziel der Arbeit ist der Aufbau und die Charakterisierung eines optischen Verstärkers im nahen infraroten Spektralbereich. Für das Verständnis der Aufbauten und deren Charakterisierung sollen im Folgenden die Grundlagen erarbeitet werden. Das Grundlagenkapitel beginnt mit einem Teil, welcher die Grundlagen der Frequenzkonversion und deren Verständnis aufarbeitet. Der zweite Teil beschäftigt sich mit den nötigen Grundlagen zur Beschreibung der Lasereigenschaften.

3.1 Grundlagen der nichtlinearen Optik

Die Effekte der *nichtlinearen Optik* sind Grundlage für die in dieser Arbeit realisierte Methode der Frequenzkonversion und der parametrischen Verstärkung von Laserlicht mittels eines OPO/OPA-Systems zur Erzeugung der Online- und Offline-Messwellenlängen. In den folgenden Abschnitten werden für den experimentellen Aufbau relevante physikalische Aspekte dieser Methode dargelegt.

Im klassischen Modell besteht ein Medium aus ortsfesten Kernen und aus Elektronen, die sich um die Kerne, wie Massepunkte in einem klassischen Potential, bewegen. Das Potential kann durch Federn repräsentiert werden, mit denen die Elektronen an den Kernen gebunden sind. Licht ist eine elektromagnetische Welle, dessen elektrischer Feldstärkevektor auf die Elektronen eine Kraft ausübt und diese zum oszillieren bringt. Die oszillierenden Elektronen sind kleine Hertz-

sche Dipole und wirken wie Antennen, die ihrerseits wieder Licht in alle Richtungen abstrahlen (Polarisation). Die abgestrahlten Felder überlagern sich und bilden neue Lichtwellen mit bestimmten Frequenzen und Richtungen.

Polarisation

Bei Betrachtung stärkerer Anregungen befindet man sich ausserhalb des Hook'schen Bereichs des Potentials, wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist. Eine Taylorreihenentwicklung des Potentials zeigt,

$$F_{NL} = -\chi_1 \cdot x + \chi_2 \cdot x^2 + \chi_3 \cdot x^3 + \dots \quad (3.1)$$

dass das Übertragungsverhalten nicht mehr linear ist. Auf Grund der nichtli-

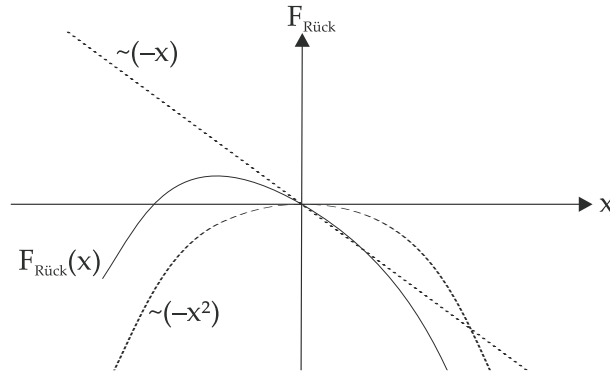


Abbildung 3.1: Nichtlineare Kennlinie der Rückstellkraft eines Elektrons

nearen Therme gilt der proportionale Zusammenhang zwischen Auslenkung und anregender Kraft nicht mehr $x_\omega \not\propto F_\omega$, und somit ist eine ungestörte Überlagerung der Fourierkomponenten nicht mehr möglich.

Wie im letzten Teil gezeigt, muss die Polarisation bei höheren Intensitäten,¹ welche mit Lasern erreicht werden können, entwickelt werden, um den nichtlinearen

¹Für Festkörper sind die Größenordnungen der Suszeptibilitäten (Schaefer 2004): $|\chi_1| \approx 1$; $|\chi_2| \approx 10^{-12} \frac{m}{V}$; $|\chi_3| \approx 10^{-21} \frac{m^2}{V^2}$.

Effekten gerecht zu werden:

$$\vec{P} = \underbrace{\epsilon_o \chi_1 \vec{E}}_{\text{lineare Optik}} + \underbrace{\epsilon_o (\chi_2 \vec{E}) \vec{E} + ((\chi_3 \vec{E}) \vec{E}) \vec{E} \dots}_{\text{nichtlineare Optik}} \quad (3.2)$$

mit ϵ_o als dielektrische Permeabilität des Vakuums und χ_n als komplexer Tensor n-ter Ordnung der dielektrischen Suszeptibilität (Fix 1995). Somit kann man die Polarisation in zwei Terme aufspalten:

$$\vec{P}(\omega) = \vec{P}_L(\omega) + \vec{P}_{NL}(\omega) \quad (3.3)$$

Der lineare Term beschreibt die Vorgänge der linearen Optik, die Effekte wie Lichtbrechung und die Wellenlängendispersion beinhaltet. Jedoch implizieren diese Effekte, daß sich die \vec{E} -Felder ungestört überlagern und keine Kopplung, somit auch kein Energieaustausch, stattfindet.

Suszeptibilität

Die Suszeptibilität erster Ordnung $\chi^{(1)}$ beschreibt, wie bereits oben erklärt, mit dem linearen Anteil der Polarisation \vec{P}_L , die Ausbreitung und Absorption der elektromagnetischen Welle im Medium. Die nichtlineare Polarisation \vec{P}_{NL} beschreibt die nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen mehreren elektromagnetischen Wellen im Medium (s. Kapitel 3.2). Die Größe der Suszeptibilitätstensoren nimmt mit zunehmender Ordnung sehr schnell ab ($\chi_{ij}^{(1)} \gg \chi_{ijk}^{(2)} \gg \chi_{ijkl}^{(3)}$).

Mit der Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ kann man die Wechselwirkung zwischen drei elektromagnetischen Wellen erklären. Es kommt zu Effekten wie Frequenzverdopplung (SHG), Summen- (SFG) und Differenzfrequenz-Mischung (DFG) und zur, für die im Rahmen dieser Arbeit benützten, parametrische Verstärkung (OPA) bzw. Oszillation (OPO). In einem kartesischen Koordinatensystem wird die Abhängigkeit der nichtlinearen Polarisation zweiter Ordnung von den Feldstärken der einfallenden Wellen unter Verwendung des nichtlinearen optischen Tensors $d_{ijk} = \chi_{ijk}^{(2)}/2$ ausgedrückt.

$$P_i^{(2)}(\omega_3) = \epsilon_o g \sum_j k(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \quad (3.4)$$

Dabei ist g ein Entartungsfaktor, der bei Frequenzverdopplung gleich 1 und bei allen anderen nichtlinearen Prozessen gleich 2 ist. Der nichtlineare optische Tensor d_{ijk} hat im allgemeinen $3^3 = 27$ unabhängige Elemente. Unter gewissen physikalischen Eigenschaften (siehe hierzu (Zernike and Midwinter 1973)) kann man den Tensor auch auf eine 3x6 Matrix reduzieren.

$$\begin{pmatrix} (P_{\omega_3}^{(2)})_x \\ (P_{\omega_3}^{(2)})_y \\ (P_{\omega_3}^{(2)})_z \end{pmatrix} = 2\epsilon_0 g \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (E_{\omega_1})_x (E_{\omega_2})_x \\ (E_{\omega_1})_y (E_{\omega_2})_y \\ (E_{\omega_1})_z (E_{\omega_2})_z \\ (E_{\omega_1})_y (E_{\omega_2})_z + (E_{\omega_2})_y (E_{\omega_1})_z \\ (E_{\omega_1})_x (E_{\omega_2})_z + (E_{\omega_2})_x (E_{\omega_1})_z \\ (E_{\omega_1})_x (E_{\omega_2})_y + (E_{\omega_2})_x (E_{\omega_1})_y \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Für eine gegebene experimentelle Anordnung ist es üblich, den skalaren *effektiven nichtlinearen Koeffizienten* d_{eff} anzugeben, der von der Orientierung des Kristalls bezüglich der einfallenden Strahlung und deren Polarisierung abhängt (Sutherland 1996). Er kann der Literatur, z.B. aus Dmitriev et al. (1991), entnommen werden.

3.2 Frequenzkonversion

Im Gegensatz zur linearen Optik beschäftigt man sich für die Frequenzkonversion mit dem nichtlinearen Term der Polarisierung. Dieser ermöglicht die Kopplung von \vec{E} -Feldern unterschiedlicher Frequenz und es kommt dadurch zum Energieaustausch. Das Verhalten nichtlinearer Terme auf Felder lässt sich leicht veranschaulichen. Unter Anwesenheit zweier Felder $\vec{E}_1 = \hat{E}_1 \cos(\alpha)$ und $\vec{E}_2 = \hat{E}_2 \cos(\beta)$, welche auf die nichtlineare (quadratische) Kennlinie des Potentials wirken, kann man zeigen:

$$\vec{E}^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \quad (3.6)$$

Nach einigen trigonometrischen Umformungen erhält man

$$\vec{E}^2 = \frac{1}{2}(\hat{E}_1^2 + \hat{E}_2^2 + \hat{E}_1 \cos(2\alpha) + \hat{E}_2 \cos(2\beta) + \hat{E}_1 \hat{E}_2 (\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta))) \quad (3.7)$$

Im Ergebnis von (3.7) erkennt man einen von der Frequenz unabhängigen Term (optische Gleichrichtung) und Terme, die mit Summen- bzw. Differenzfrequenz ($\omega_1 \pm \omega_2$) bzw. der doppelten Frequenz $2\omega_1$ und $2\omega_2$ oszillieren.

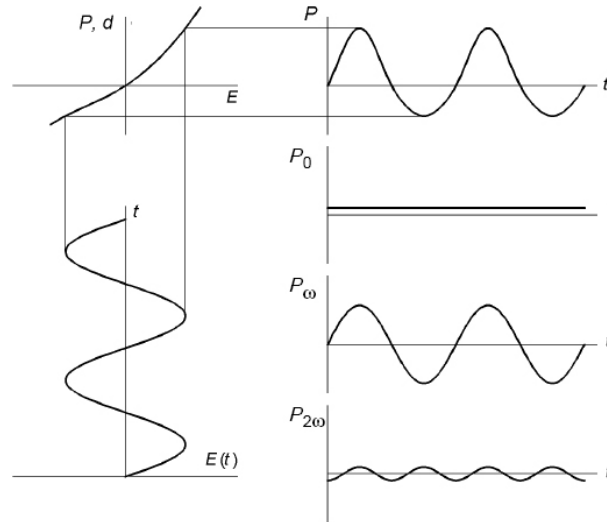


Abbildung 3.2: Nichtlineare Kennlinie des Elektrons (links oben). Darstellung der Zerlegung der nichtlinearen Polarisation P (konstanter Anteil P_0 , Fundamental-Polarisation P_ω , Polarisation zweiter Ordnung $P_{2\omega}$) nach (Schaefer 2004).

Eine korrekte Lösung dieser Zusammenhänge kann nur mit Hilfe der Maxwellgleichungen erarbeitet werden. Die Maxwellgleichungen liefern für ein elektisches Feld in einem nichtlinearen Medium folgende Lösung (Mills 1991):

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} \cong \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.8)$$

Dies ist die Wellengleichung einer elektomagnetischen Welle, mit ϵ als Dielektrizitätskonstante und μ_0 als Permeabilitätskonstante, in einem (unmagnetschen) nichtlinearen Medium, wobei \vec{P}_{NL} als Quellterm in der Wellengleichung dient.

3.2.1 Drei-Wellenkonversionsprozess

Um die Wechselwirkung der Wellen zu verstehen, sollen nun die gekoppelten Amplitudengleichungen für drei elektromagnetische Wellen in einem nichtlinearen Medium aufgestellt werden.

Die Wellen werden als unendlich ausgedehnte ebene Wellen angenommen, die sich

in z-Richtung ausbreiten,

$$E_i(z, t) = A_i(z)e^{-j(\omega_i t - k_i z)} \text{ mit } i = 1, 2, 3 \quad (3.9)$$

wobei

$$k_i = \sqrt{\mu_i \epsilon_i} \omega_i = \frac{n_i C}{c} \text{ mit } i = 1, 2, 3 \quad (3.10)$$

die Wellenzahlen der elektromagnetischen Welle, mit ω_i als Kreisfrequenz und n_i der Brechzahl des Medium, sind. Unter der hier erfüllten Annahme, dass sich die Feldamplitude von E_i nur langsam verändert ² $|\frac{\partial^2 A_i(z)}{\partial z^2}| \ll k|\frac{\partial A_i(z)}{\partial z}|$, folgt durch zweifaches Ableiten des elektrischen Feldes nach z:

$$\nabla^2 \vec{E}_i \cong \frac{\partial^2 E_i(z, t)}{\partial z^2} = - \left[k_i^2 A_i(z) - 2jk_i \frac{\partial A_i(z)}{\partial z} \right] e^{-j(\omega_i t - k_i z)} \quad (3.11)$$

Diese Näherung ist gültig, wenn sich die Feldstärke der beteiligten Wellen innerhalb der Entfernung einer Wellenlänge nur wenig ändert, was bei dieser Arbeit immer der Fall ist.

Durch nochmalige zweifache Ableitung von $E_i(z, t)$ nach t und multiplizieren mit $\mu_0 \epsilon$ ergibt sich

$$\mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E_i(z, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \epsilon A_i(z) \omega_i^2 e^{-j(\omega_i t - k_i z)} = -k_i^2 A_i(z) e^{-j(\omega_i t - k_i z)} \quad (3.12)$$

und aus den Gleichungen (3.8) (3.11) (3.12) folgt schließlich:

$$2jk_i \frac{\partial A_i(z)}{\partial z} e^{-j(\omega_i t - k_i z)} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.13)$$

Die nichtlineare Polarisation für eine Drei-Wellen-Wechselwirkung lautet nach Gleichung (3.4) für die Welle 1

$$P_{NL,1}(z, t) = \epsilon_0 2d_{eff} A_2^*(z) A_3(z) e^{-j((\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z)} \quad (3.14)$$

wobei für die Frequenzen auf Grund der Energieerhaltung,

$$\hbar \omega_3 = \hbar \omega_1 + \hbar \omega_2 \quad (3.15)$$

²In der Literatur unter dem Begriff SVAA (slowly varying amplitude approximation) verbreitet (Zernike and Midwinter 1973) (Byer 1974).

mit \hbar als plancksche Wirkungsquantum, gilt. Nach zweimaligen ableiten des Polarisationssterms erhält man

$$\frac{\partial^2 P_{NL,1}(z, t)}{\partial t^2} = -\omega_1^2 \epsilon_0 2d_{eff} A_2^*(z) A_3(z) e^{-j((\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z)} \quad (3.16)$$

Durch das Einsetzen der Gleichung (3.16) in die Gleichung (3.13) ergibt sich die gekoppelte Amplitudengleichung, die für einen beliebigen 3-Wellen-Mischprozess gilt (genau so für Welle 2+3). Die Amplitudengleichung beschreibt die Ausbreitung der Feldamplitude entlang der z-Achse.

$$\frac{\partial A_s(z)}{\partial z} + \alpha_s A_s = j \frac{\omega_s}{n_s c} d_{eff} A_p(z) A_i^*(z) e^{j\Delta k z} \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial A_i(z)}{\partial z} + \alpha_i A_i = j \frac{\omega_i}{n_i c} d_{eff} A_p(z) A_s^*(z) e^{j\Delta k z} \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial A_p(z)}{\partial z} + \alpha_p A_p = j \frac{\omega_p}{n_p c} d_{eff} A_s(z) A_i(z) e^{j\Delta k z} \quad (3.19)$$

hierbei ist $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ die Differenz der Wellenvektoren und wird auch als Phasenfehlانpassung bezeichnet. Für $\Delta k = 0$ ist die Wechselwirkung zwischen den Wellen maximal und man spricht von Phasenanpassung (s. Kapitel 3.2.2). Dieser Prozess lässt sich wie folgt veranschaulichen:

Durch die Überlagerung zweier Wellen entsteht eine dritte Welle. Hierbei spricht man von der Pump- (p), Signal- (s) und der Idlerwelle (i), welche über die Energieerhaltung und der Impulserhaltung miteinander gekoppelt sind. Weiter ist es auch möglich, den Prozess der parametrischen Verstärkung zu starten wenn die Signal- und Idlerwelle zu Beginn des Prozesses Null sind. Im Photonenbild entstehen auf Grund der Konversion des energiereicheren Pumpphotons zwei energieärmere (Signal- und Idler-) Photonen. Veranschaulicht werden kann dies durch die Manley-Rowe-Gleichung, welche unter der Bedingung $\Delta k = 0$, Normierung der Leistung der beteiligten Wellen pro Einheitsfläche $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 n c |E|^2$, hergeleitet werden kann (Fix 1995).

$$\frac{1}{\omega_s} \frac{dI_s}{dz} = \frac{1}{\omega_i} \frac{dI_i}{dz} = -\frac{1}{\omega_p} \frac{dI_p}{dz} \quad (3.20)$$

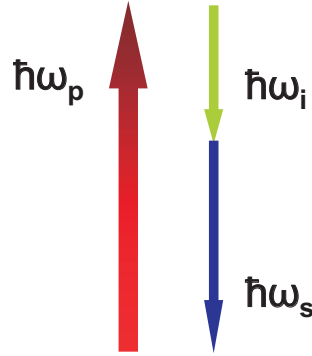


Abbildung 3.3: In der Abbildung ist eine schematische Darstellung eines Photonenkonversionsprozess zu erkennen. Hierbei wird das Signal- und Idlerphoton auf Kosten des Pumpphotons erzeugt.

Diese Beziehung veranschaulicht den Abbau der Pumpenergie zugunsten der Signal- und Idlerwelle bei der parametrischen Verstärkung. Eine analytische Lösung der Amplitudengleichungen ((3.17), (3.18), (3.19)) kann nur unter Vernachlässigung des Abbaus der Pumpwelle ($\frac{dA_p}{dz} = 0$) erreicht werden. Des Weiteren wird angenommen, dass die Idlerwelle zu Beginn des Durchgangs Null ist ($A_i(0) = 0$), somit ergibt sich eine Leistungsverstärkung G der Signalwelle, bei einer Intensität I_p der Pumpwelle, während eines Durchgangs des parametrischen Verstärkers der Länge l_k ,

$$G = \left| \frac{A_s(l_k)}{A_s(0)} \right|^2 - 1 = \Gamma^2 l_k^2 \frac{\sinh^2 gl_k}{(gl_k)^2} \quad (3.21)$$

mit

$$g = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2} \quad (3.22)$$

als totaler Verstärkungskoeffizient (Fix 1995) und

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_s\omega_i |d_{eff}|^2 I_p}{n_p n_s n_i \epsilon_0 c^3} \quad (3.23)$$

als parametrischer Verstärkungskoeffizient (Byer 1974) bezeichnet werden. Der materialabhängige Teil $\frac{d_{eff}^2}{n_p n_s n_i}$ wird auch als *figure of merit* (FOM) (s. Kapitel 3.2.3) bezeichnet. Bei einer niedrigen Leistungsverstärkung, welche im Rahmen dieser Arbeit nur noch näherungsweise gegeben ist, geht die sinh-Funktion in eine

sin-Funktion über und die Leistungsverstärkung somit in eine sinc-Funktion.

$$G = \Gamma^2 l_k^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k l_k}{2} \right) \quad (3.24)$$

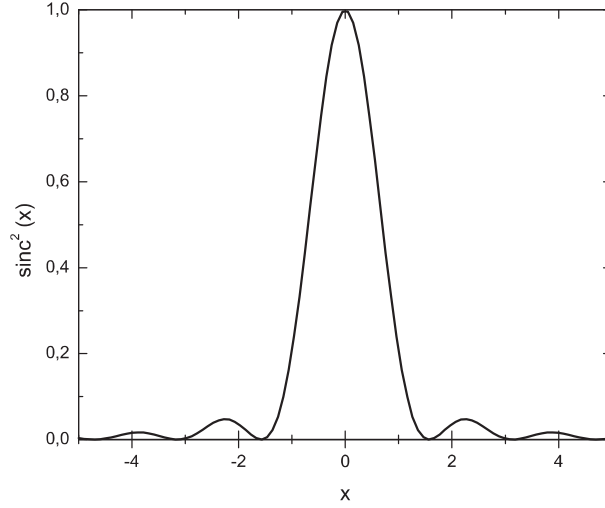


Abbildung 3.4: Zu erkennen ist der funktionelle Zusammenhang der Leistungsverstärkung eines parametrischen Verstärkers. Aufgetragen ist die Änderung der Verstärkung gegen die Phasenanpassung zwischen Kristallwinkel und Pumpwelle.

Berechnung der entstehenden Wellen

Die entstehenden Wellen sind über die Energieerhaltung (s. Gleichung 3.15) gekoppelt. Mit $\lambda = c/f$ kann man für die Berechnung der Wellenlängen der entstehenden Wellen schreiben:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (3.25)$$

$$\lambda_i = \left[\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s} \right]^{-1} = \left[\frac{1}{1064nm} - \frac{1}{1573nm} \right]^{-1} = 3288nm \quad (3.26)$$

Die beteiligten Wellenlängen sind in Tabelle 3.1 nochmals zusammengefasst.

3.2.2 Phasenanpassung

Wie in Abbildung 3.4 zu erkennen ist, wird eine maximale Verstärkung für eine Phasenanpassung von $\Delta k = 0$ erreicht. Mit $k = \frac{n}{\omega c}$ erhält man eine Bedingung für die Anpassung.

$$n_p \omega_p = n_s \omega_s + n_i \omega_i \quad (3.27)$$

Aufgrund der Dispersion ist die Brechzahl für jede der Wellen unterschiedlich und eine Anpassung ist nur in doppelbrechenden oder optisch mehrachsigen Kristallen möglich. Man unterscheidet prinzipiell zwei Arten der Phasenanpassung, Typ I (eoo; oee), bei der Signal- und Idlerwelle in der gleichen Ebene polarisiert sind und Typ II (ooe; oeo), bei welcher sie senkrecht zueinander stehen.

Phasenanpassung mittels doppelbrechenden Kristallen

Für die Phasenanpassung bei doppelbrechenden Kristallen ist die Unterscheidung zwischen ordentlichen (o-) und ausserordentliche (e-) Strahlen nötig. Des Weiteren besitzen diese Kristalle eine optische Achse, welche mit dem \vec{k} -Vektor und der einfallenden Welle eine Ebene bildet, die als Hauptebene bezeichnet wird. Ein Strahl ist o-polarisiert wenn dessen E-Feld senkrecht zur Hauptebene steht. im Gegensatz dazu verläuft der ausserordentliche Strahl parallel zur Hauptebene. Bei

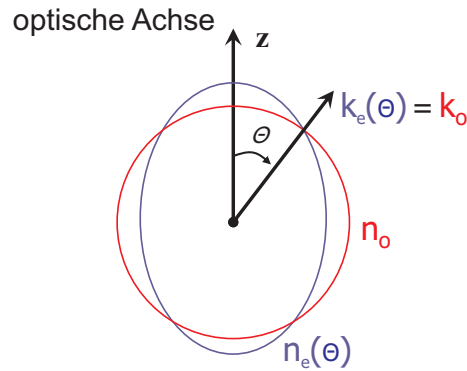


Abbildung 3.5: Beispiel für die Bestimmung des Phasenanpassungswinkels θ , für einen einachsigen Kristall.

doppelbrechenden Kristallen ist die Brechzahl n_o des o-Strahls unabhängig von

der Ausbreitungsrichtung, im Gegensatz zum e-Strahl, der eine Winkelabhängigkeit besitzt (Zernike and Midwinter 1973).

$$n_e(\theta) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_o^2 \sin^2(\theta) + n_e^2 \cos^2(\theta)}} \quad (3.28)$$

Bei mehrachsigen Kristallen, wie in dem OPO (s. Kapitel 4.32) verwendet, ist die Brechzahl für jede Achse x,y und z unterschiedlich. Durch Beschränken der Ausbreitungsrichtung auf eine Ebene kann man den Kristall wie einen optisch Einachsigen behandeln. Der o-Strahl ist in diesem Fall der, welcher senkrecht zur Ebene steht. Im Gegensatz dazu ist der e-Strahl in der Ebene polarisiert.

Ein nachteiliger Effekt der Phasenanpassung ist, dass im Allgemeinen bei den e-Strahlen die Ausbreitungsrichtung des Wellenvektors \vec{k} und des Energieflussvektors \vec{S} nicht übereinstimmen und diese somit auseinanderlaufen. Auf Grund dieses Effekts laufen o- und e-Strahlen, obwohl ihre Wellenvektoren kollinear, sind auseinander, was auch als *walk-off-Effekt* bezeichnet wird. Dieser Effekt begrenzt die Wechselwirkungslänge der Wellen im Kristall.

$$\tan(\rho) = \frac{((n_o/n_e)^2 - 1)\tan(\theta)}{1 + (n_o/n_e)^2 \tan(\theta)} \quad (3.29)$$

Ein Sonderfall ergibt sich für die Kristallwinkel $\theta = 0$ oder $\theta = 90$, bei diesen Werten ergibt die Gleichung (3.29) $\rho = 0$. In diesem Sonderfall (wird im OPO angewandt, s. Kapitel 4.32) ist die Wechselwirkungslänge nicht begrenzt, was als *nicht kritische Phasenanpassung* bezeichnet wird (Byer 1974).

3.2.3 Kristalle der nichtlinearen Optik

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Kristalle gegeben werden. Das Ziel war es, die Verstärkungsmöglichkeiten eines KTA-Kristalls (dazu später, Kapitel 4.4) zu untersuchen. Die Kristalle sind für die Aufbauten essentiell, da sie erst die nichtlineare Wechselwirkung bzw. die Prozesse ermöglichen. Allgemein kann man die Wahl der Kristalle durch gewisse Kriterien einschränken, wie (Fix et al. 2008)

- Transparenz im Bereich der beteiligten Wellenlängen

- Zerstörschwelle
- Höhe der nichtlinearen Koeffizienten
- geeignete doppelbrechende Eigenschaften
- möglichst geringe Absorption

| | Pumpwelle | Signalwelle | Idlerwelle |
|----------------------------|-----------|-------------|------------|
| Wellenlänge λ [nm] | 1064 | 1570 | 3288 |

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der beteiligten Wellenlängen.

Die Zerstörschwelle und Transparenz ergeben die ersten Ausschlusskriterien. Die verwendeten Kristalle müssen natürlich in den Bereichen, in welchen die erzeugten Wellenlängen auftreten, transparent sein. Darüber hinaus ist die Zerstörschwelle eine weitere wichtige Größe, da, wie vorher gezeigt, die nichtlinearen Effekte erst bei hohen Feldstärken bemerkbar sind. In Abbildung 3.6 ist der Transmissions-

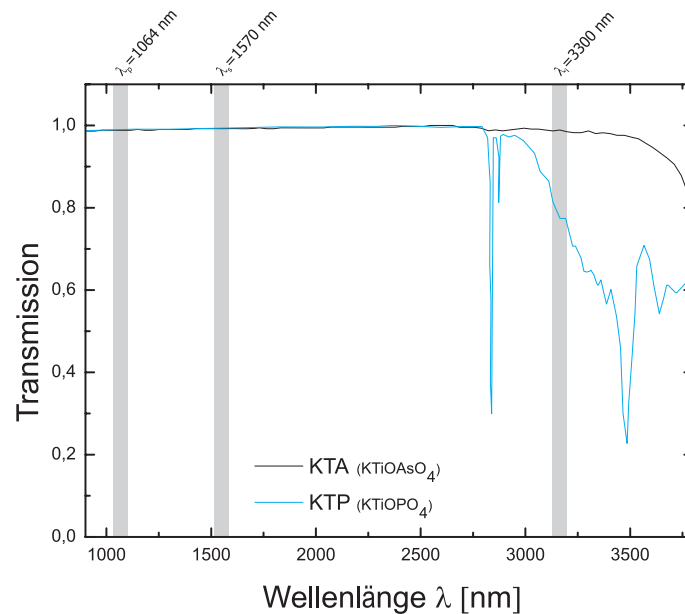


Abbildung 3.6: Vergleich des Transparenzbereichs verschiedener Kristalle

bereich der beiden verwendeten Kristalle dargestellt. Wichtig ist hierbei, dass der Kristall in den Bereichen der erzeugten Wellenlängen eine hohe Transmission besitzt. Die verwendeten Kristalle sind *KTP* (für OPO s. Kapitel 4.32) und *KTA* (für OPA s. Kapitel 4.4). *KTP* würde prinzipiell auch für den OPA in Frage kommen, jedoch weist er für eine Wellenlänge um $3300nm$ nur noch eine Transmission von weniger als 80% auf.

| | <i>KTA</i> | <i>KTP</i> |
|------------------------------------|------------|------------|
| Zerstörschwelle $[\frac{J}{cm^2}]$ | 15 | 15 |

Tabelle 3.2: Zerstörschwellen der beiden verwendeten Kristalle (@ $1064nm$, $\tau_{Puls} = 10ns$) (Fix et al. 2008).

Im Folgenden werden die Kristalleigenschaften des zu charakterisierenden KTA-Kristalls dargestellt.

Kalium Titanyl Arsenat - KTA ($KTiOAsO_4$)

Für den Aufbau des OPA wurde KTA, aufgrund seiner hohen Zerstörschwelle, seines Transparenzbereichs und der günstigen Verstärkungseigenschaften als Material eingesetzt. Abbildung 3.7 sind die möglichen Kristallwinkel für die benötigte Frequenzkonversion zu entnehmen. In Tabelle 3.3 wurden die Ergebnisse zusammengefasst. Im Gegensatz zu *KTP* besitzt *KTA* für $1570nm$ keine nicht-kritische Phasenanpassung. Es wurde der Fall der x-z-Ebene $o \rightarrow o + e$ ausgewählt, da hier das figure of merit (FOM) am größten und der walk-off genauso wie die Winkelakzeptanz am Kleinsten ist.

¹S. oben unter Frequenzkonversion $FOM = \frac{d_{eff}^2}{n_p n_s n_i}$.

²S. oben walk-off- Effekt.

³Winkelakzeptanz.

⁴Nicht-kritische-Phasenanpassung.

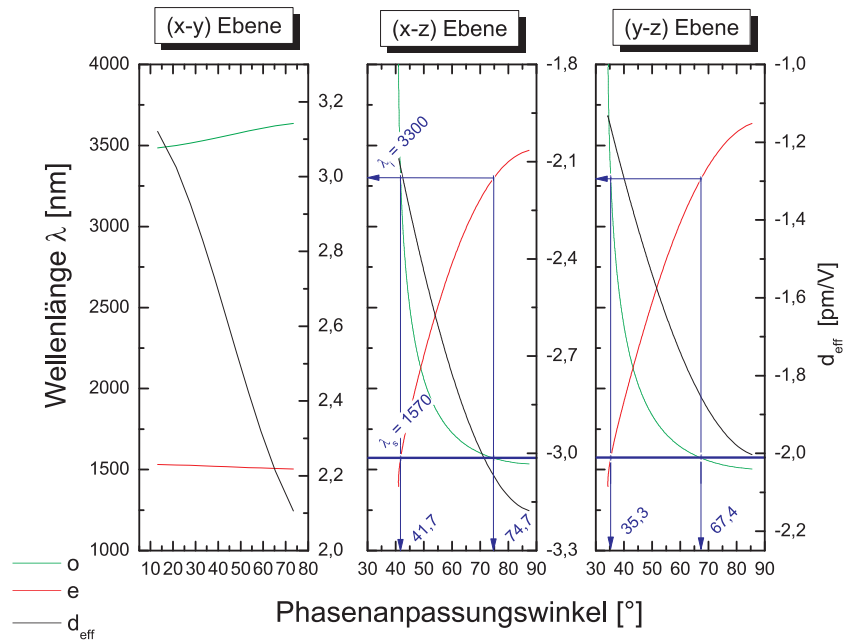


Abbildung 3.7: Berechnete Durchstimmkurven der Signal und Idlerwellenlängen für KTA in Abhängigkeit vom Phasenanpassungswinkel für die x-y-Ebene, y-z-Ebene und für die x-z-Ebene (Sellmeierkoeffizienten aus (Smith (2000))).

| Ebene | Typ | Winkel [°] | d_{eff} [$\frac{pm}{V}$] | FOM^1 [$\frac{pm^2}{V^2}$] | wo^2 [°] | GainBWsig [$nm * cm$] | WA ³ [$mrad * cm$] |
|-------|-----------------------|---------------|---------------------------------|-----------------------------------|---------------|----------------------------|------------------------------------|
| y-z | $o \rightarrow e + o$ | 35,31 | -1,09 | 0,21 | -2,29 | 10,51 | 2,18 |
| y-z | $o \rightarrow o + e$ | 67,47 | -1,83 | 0,59 | -1,63 | 2,33 | 6,39 |
| x-z | $o \rightarrow e + o$ | 41,76 | -2,01 | 0,72 | -2,57 | 11,15 | 1,93 |
| x-z | $o \rightarrow o + e$ | 74,75 | -3,05 | 1,62 | -1,24 | 2,30 | 8,49 |

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der Eigenschaften von KTA. (Berechnung der Brechzahlen für FOM, für jeweilige Wellenlängen, mit Sellmeierkoeffizienten aus (Smith (2000)))

3.3 Strahlprofil und Propagation

Da für den Versuch zwei Lasersysteme zur Verfügung stehen, welche bezüglich des Strahlprofils und dessen Ausbreitung unterschiedliche Eigenschaften besitzen, müssen diese zunächst charakterisiert und festgehalten werden. Der Aufbau der Systeme unterscheidet sich hauptsächlich durch die unterschiedlichen Resonatoren bzw. deren Aufbau, was Einfluss auf das Profil und dessen Propagation hat.

3.3.1 Stabiler und instabiler Resonator

Um bei Lasern auf immer höhere Ausgangsleistung zu kommen ist das Ausnutzen des laseraktiven Materials wichtig. Dies kann über den Begriff des Modenvolumens veranschaulicht werden. Unter Modenvolumen versteht man das Volumen, welches die Lasermoden innerhalb des aktiven Lasermaterials ausfüllen. Dies ist bestimmt durch die Wahl des Resonatortyps bzw. durch die Krümmungsradien der Spiegel sowie deren Abstand. Hierbei ist zu beachten, dass der Spiegelabstand L bei gegebenem Spiegelradius ρ nicht beliebig gewählt werden kann. Der Bereich, in dem eine Resonatoranordnung optisch stabiles Verhalten zeigt, wird durch das Stabilitätskriterium ermittelt.

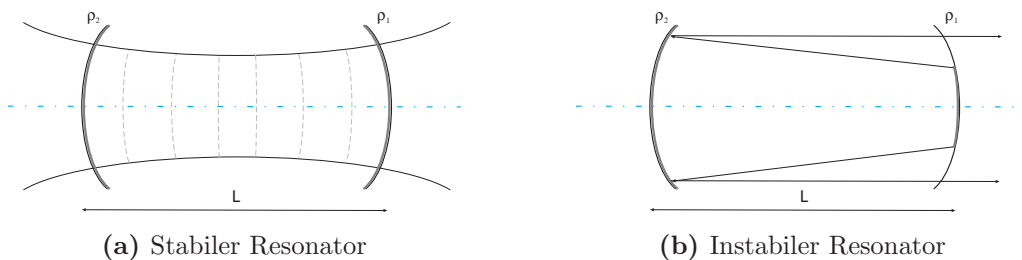


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau eines stabilen und instabilen Resonators, bestehend aus zwei Spiegeln mit dem Spiegelradius ρ und dem Abstand L .

Allgemeine Resonatorkonfigurationen bestehen aus einer Kombination zweier Spiegel, die plan, konkav oder auch konvex sein können (Hodgson and Weber 2005)

(Röder 2008) .

Bei *stabilen Resonatoren* verbleibt nach den Gesetzen der geometrischen Optik die Lichtwelle im Inneren des Resonators. Es bildet sich ein Lichtfeld aus, bei dem am Ort der Spiegel deren Krümmungsradien mit den Krümmungsradien der Wellenfronten übereinstimmen. Der Durchmesser des Lichtfeldes ist nicht abhängig von der Spiegelapertur. Die Beugungsverluste sind gering und die Auskopplung erfolgt durch teildurchlässige Spiegel.

Bei *instabilen Resonatoren* sind, im Gegensatz zum stabilen Resonatoren, beide Spiegel voll verspiegelt. Die Leistungsauskopplung erfolgt durch geometrische Verhältnisse der Spiegelabmessungen. Das Laserlicht verlässt den Resonator über die geometrischen Flächenverhältnisse der Spiegel. Hierbei liegt der Vorteil bei Verwendung von aktiven Materialien mit großen Durchmessern, wobei dieses jedoch eine hohe Verstärkung besitzen muss, aufgrund der entstehenden Beugungsverluste. Der Durchmesser der Laserausgangsstrahlung ist gleich dem Durchmesser der Spiegel (Hodgson and Weber 2005).

3.3.2 Strahlprofil und Strahlpropagation

Für die Auswertung der Messungen ist die korrekte Beschreibung des Strahlquerschnitts wichtig. Für Laser im TEM_{00} -Mode³, also im Grundmode, kann der Strahlquerschnitt durch ein Gaußprofil beschrieben werden. Für die Amplitude des Feldes gilt:

$$E(r) = E_{max} \exp \left[-\frac{r^2}{w_0^2} \right] \quad (3.30)$$

hiebei ist w_0 die Strahltaille, welche über den Abfall der Amplitude auf 13,5% des Maximalwerts definiert ist (s. Abbildung 3.9). Für die Intensität des Profils gilt weiter

$$I(r) = I_{max} \exp \left[-2\frac{r^2}{w_0^2} \right] \quad (3.31)$$

Um jedoch die vorkommenden Profile korrekt beschreiben zu können, kann die Gleichung (3.30) durch den Supergaußfaktor n erweitert werden, welcher den

³Transverse electromagnetic mode; 00 steht für den Grundmode des Oszillators.

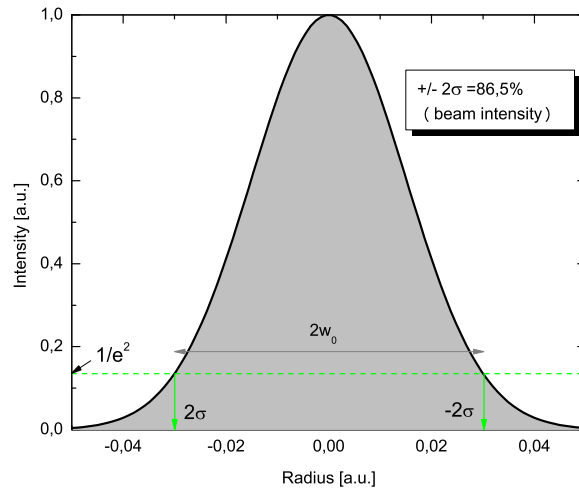


Abbildung 3.9: Dargestellt ist der Abfall der Amplitude über den Strahlquerschnitt. Der Radius des Lasers ist bei einem Abfall auf e^{-2} definiert, was einer Gesamtintensität von 86,5% entspricht.

realen Laserprofilen (auch flat-top Profilen) gerecht wird (s. Abbildung 3.10) (Siegman 1986).

$$E(r) = E_{max} \exp \left[- \left(\frac{r^2}{w_0^2} \right)^n \right] \quad (3.32)$$

M^2 - Beugungsmaßzahl

Zur Beschreibung der Strahlqualität von Lasern benutzt man die Beugungsmaßzahl. M^2 gibt den Divergenzwinkel eines Laserstrahls im Verhältnis zur Divergenz eines idealen Gauß-Strahls mit gleichem Durchmesser an der Strahltaile an (ISO 11146 1999).

Die Intensitätsverteilung eines idealen Lasers, im Grundmode mit TEM_{00} , kann als Gaußstrahl mit

$$I(x, y) = I_{max} \exp \left[\frac{-2r^2}{w_0^2} \right] = I_{max} \exp \left[\frac{-2(x^2 + y^2)}{w_0^2} \right] \quad (3.33)$$

definiert werden. Hierbei ist I_{max} die Maximalintensität des Strahls, $w_0 = d/2$ ist der Radius der Strahltaile. Der Radius entlang der Ausbreitungsrichtung z wird

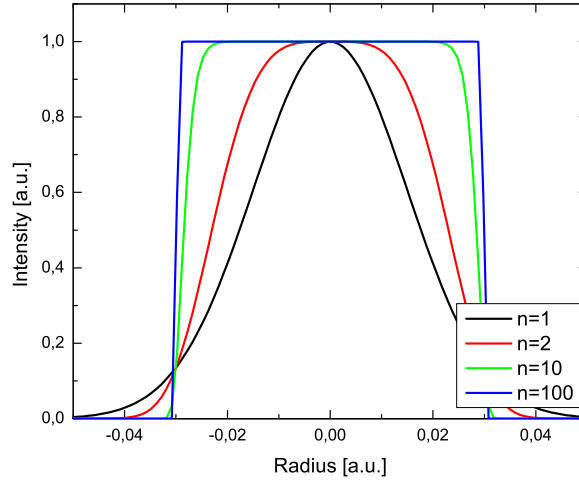


Abbildung 3.10: Dargestellt ist die Änderung des Strahlprofils durch Variation des Supergaußfaktors. Der Faktor $n = 100$ entspricht hierbei einem flat-top-Profil.

mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ beschrieben, was einer $x-y$ -Ebene senkrecht zur z -Richtung entspricht. Weiter kann man für Laser als wichtige Kenngröße das Strahlparameterprodukt angeben. Für einen idealen Laser gilt hier:

$$q^* = \theta_0 w_0 = \frac{2\lambda}{\pi} \quad (3.34)$$

Dabei ist θ_0 eine Näherung für $\tan(\theta_0)$, was aber bei den geringen Werten des Öffnungswinkels für die meisten Laserstrahlen sehr gut erfüllt ist. Das Strahlparameterprodukt ist für jeden Laser eine feste unveränderliche Größe, welche auch z.B. bei einem Durchgang durch eine Linse erfüllt sein muss. Um reale Laser beschreiben zu können, welche auf Grund von answingenden höherer Moden, Amplituden- oder Phasenstörungen oder von inhomogenen Verstärkung des Lasermediums oft nicht dem Idealfall entsprechen, führt man die Größe M^2 ein. Dieser Faktor wird im Strahlparameterprodukt (s. Gleichung (3.34)) berücksichtigt.

$$\theta_{real} = M^2 \theta_0 = M^2 \frac{2\lambda}{\pi w_0} \longrightarrow q^*_{real} = \theta_{real} w_{real} = M^2 \theta_0 w_0 \quad (3.35)$$

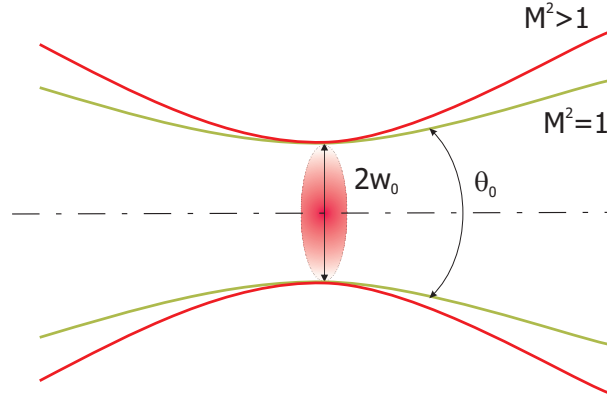


Abbildung 3.11: Realer Strahl mit gleichem Durchmesser in der Strahltaile wie Gauß-Strahl \rightarrow Strahldivergenz ist um Faktor M^2 größer.

Wie aus Gleichung 3.35 zu entnehmen ist, muss der M^2 -Wert, für eine physikalisch sinnvolle Lösung, immer ≥ 1 sein. Er dient als Vergleich eines realen Laserstrahls mit dem theoretisch möglichen. Der Strahldurchmesser ist für kompliziertere Strahlformen nicht direkt bestimmbar und ist eigens in einer ISO-Norm (ISO 11146) geregelt. Diese definiert zuerst die Lage des Strahlmittelpunkts, welcher über das erste Moment $\langle x(z) \rangle$ und $\langle y(z) \rangle$ definiert ist (ISO 11146 1999).

$$\langle x(z) \rangle = \frac{\int x I(x, y, z) dx dy}{\int I(x, y, z) dx dy} \text{ und } \langle y(z) \rangle = \frac{\int y I(x, y, z) dx dy}{\int I(x, y, z) dx dy} \quad (3.36)$$

Über das zweite Moment $\langle x^2(z) \rangle$ und $\langle y^2(z) \rangle$ kann der Strahlradius bestimmt werden (ISO 11146 1999).

$$\langle x^2(z) \rangle = \frac{\int (x - \langle x(z) \rangle)^2 I(x, y, z) dx dy}{\int I(x, y, z) dx dy} \text{ und } \langle y^2(z) \rangle = \frac{\int (y - \langle y(z) \rangle)^2 I(x, y, z) dx dy}{\int I(x, y, z) dx dy} \quad (3.37)$$

Die Wurzel aus der Varianz wird als Standardabweichung bezeichnet. Der Radius w wird über den Abfall der Intensität des Strahls auf e^{-2} vom Maximalwert definiert:

$$w_x = 2\sqrt{\langle x^2(z) \rangle} \text{ und } w_y = 2\sqrt{\langle y^2(z) \rangle} \quad (3.38)$$

3.3.3 Relay Imaging

Für die folgenden Aufbauten ist es wichtig, eine gleichmäßige Intensitätsverteilung des Pumplasers zu garantieren. Da die Aufbauten auf Grund des Platzbedarfs räumlich getrennt sind, soll hier die freie Propagation verhindert werden. Hierzu wird das Verfahren des *Relay Imaging* verwendet, was eine kontrollierte Intensitätsverteilung und räumliche Ausbreitung garantiert.

Bei der Ausbreitung von Laserstrahlung wird zwischen Nahfeld und Fernfeld unterschieden. Im Nahfeld, d. h. in der Umgebung der Strahltaile, treten Beugungseffekte auf und das Profil ist durch diese gekennzeichnet. Im Gegensatz zum Fernfeld, welches sich mit guter Näherung mit Hilfe der geometrischen Optik beschreiben lässt, bei welchem der Strahl mit der Entfernung z von der Strahltaile divergiert. Im Fernfeld sind keine Beugungseffekte mehr vorhanden, d. h. die Ausbreitung erfolgt geradlinig. Jedoch kann das Profil auch während der Ausbreitung (besonders über längere Strecken) gestört werden. Ursachen dieser Störungen sind Staub auf Optiken und in der sich im Strahlengang befindlichen Luft, kleine Blasen in Glas oder Fluktuationen im Oszillator. Durch Beugung der Welle im Raum z.B. an Staub breitet sich die gestörte Welle mit veränderter Phasen- und Intensitätsverteilung aus.

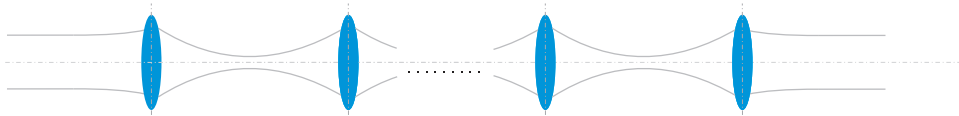


Abbildung 3.12: "Relay-Imaging" verhindert die freie Propagation. Der transversale Ort der Strahlen ändert sich nach einem nichtlinearen Medium nicht. (Hunt et al. (1978))

Durch das so genannte *Relay Imaging* können diese Störungen verhindert werden. Darüber hinaus kann man durch das Verfahren das Nahfeld des Lasers auf das Experiment abbilden, wodurch man eine geringere Strahldivergenz im Bereich des Aufbaus erreicht.

Bei dem Verfahren wird das Profil von einem gewünschten Ort (Objektebene) in die Bildebene abgebildet. Der Aufbau besteht aus zwei Konvexlinsen, welche

ein Keplerteleskop bilden (siehe Abbildung 3.13). Durch geeignete Wahl der Linsen kann auch eine Anpassung des Strahldurchmesser erzielt werden. Darüber hinaus verhindert es die freie Propagation über die Abbildungsstrecke, genauso wie die transversale Position der Strahlen über dem Strahldurchmesser festgehalten wird (siehe Abbildung 3.12) (Hunt et al. (1978)).

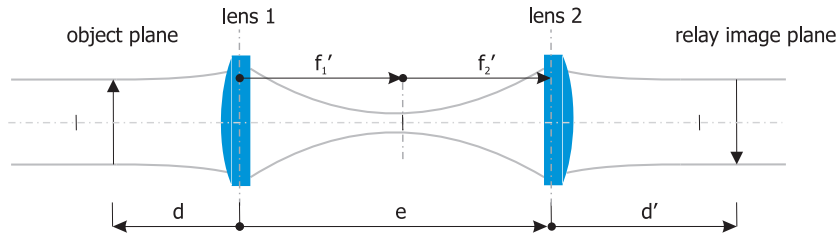


Abbildung 3.13: Aufbau eines Relay-Teleskops (Hunt et al. (1978)).

Im Folgenden wird die Auslegung eines Relay Teleskops aufgezeigt, da dieses im Laufe der Arbeit aufgebaut worden ist (s. Kapitel 4.2.3).

Auslegung eines Relay Teleskop

Um die Abbildungsgleichung für ein solches System zu erhalten wird die Matrizen-schreibweise der geometrischen Optik verwendet. Durch die Matrizen-schreibweise kann die Art und Weise der Veränderung eines Strahls bei optischen Transfor-mationen mittels der Strahlpropagationsmatrix M beschrieben werden.

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

Propagiert der Strahl durch unterschiedliche optische Medien und optische Grenz-flächen, muss für jeden Teilabschnitt der Ausbreitung eine Strahlpropagations-matrix M aufgestellt werden. Die Gesamtausbreitungsmatrix wird durch Multi-plikation der einzelnen Strahlpropagationsmatrizen berechnet. Für den Fall (s. Abbildung 3.13) des Relay-Teleskops gilt für die Relay-Teleskopmatrix M_{RT} ,

$$M_{RT} = M_{T,d'} \cdot M_{L,2} \cdot M_{T,e} \cdot M_{L,1} \cdot M_{T,d} \quad (3.40)$$

weiter kann man bei Ausbreitung in Luft schreiben:

$$M_{RT} = \begin{pmatrix} 1 & -d' \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -e \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

Da die objekt- und die bildseitige Brennweite der Linsen L_1 und L_2 zusammenfallen $e = f_1 + f_2$, kann man die Strahlpropagationsmatrizen weiter vereinfachen zu

$$M_{RT} = \begin{pmatrix} -\frac{f_2}{f_1} & -\frac{f_2}{f_1}d - f_1 - f_2 + \frac{f_1}{f_2}d' \\ 0 & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

Für ein abbildendes System muss gelten $B := 0$ (Pedrotti and Pedrotti 1993) und somit folgt

$$B = -\frac{f_2}{f_1}d - f_1 - f_2 + \frac{f_1}{f_2}d' := 0 \quad (3.43)$$

Durch Umstellen der Gleichung (3.43) erhält man die geometrische Abbildungsgleichung des Relay Teleskops mit einer lateralen Vergrößerung $m = \frac{f_2}{f_1}$.

$$\frac{d}{m} - md' = f_1 + f_2 \quad (3.44)$$

Somit lautet die Relay-Teleskop Matrix (Hunt et al. (1978)):

$$M_{RT} = \begin{pmatrix} -m & 0 \\ 0 & -\frac{1}{m} \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

Ein Sonderfall des Relay-Teleskopes liegt vor, wenn beide Teleskoplinsen die gleiche Brennweite aufweisen ($f_1 = f_2 = f$). Durch Einführen der Gesamtlänge des Teleskops mit $L_{ges} = -d_1 + e + d'$, kann man Gleichung 3.44 schreiben zu

$$L_{ges} = 4f \quad (3.46)$$

Dieses Teleskop ist auch als 4-f-Teleskop in der Literatur zu finden und wurde auch im Verlauf dieser Arbeit aufgebaut (s. Kapitel 4.2.3).

3.4 Injection Seeding

Für den schmalbandigen Betrieb des OPO mit einer hohen spektralen Reinheit ist es wichtig, dass die verwendeten Pumplaser im SLM (Single Longitudinal Mode)-

Betrieb sind. Um dies zu gewährleisten soll sowohl der Pumplaser als auch der OPO mit dem Verfahren des *Injection Seeding* betrieben werden.

Da der Laser als Pumpquelle für den OPO und dieser wiederum als Signalquelle für den OPA dient, ist es für einen schmalbandigen OPO-Betrieb notwendig, den Pumplaser in einem einmodigen und spektral schmalen Betrieb zu halten. Hierfür steht ein Seedlaser zu Verfügung, welcher bereits in die Systeme integriert ist. Injection Seeding ist ein Verfahren um gepulste Laser mit einer relativ hohen Verstärkung (Gain) im Monomodebetrieb zu halten. Durch die hohe Verstärkung in kurzer Zeit schwingen mehrere Moden des Resonators an. Die Seedstrahlung im Resonator wird genauso verstärkt (siehe Abbildung 3.14) wie die Strahlung durch spontane Emission, solange diese im Bereich der Verstärkungsbandbreite und im Resonanzbereich einer Resonatormode ist. Die Leistung der eingekoppelten Seedstrahlung sollte im Vergleich zur spontanen Emission groß sein, um die vorhandene Inversion, vor dem Anschwingen anderer Moden, abzubauen Amediek (2007) Esselborn (2008). Die Regelung des Laseresonators und des Seedlasers wird über

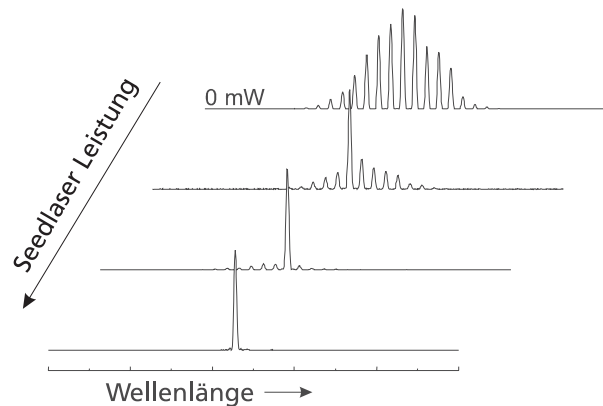


Abbildung 3.14: Funktionsprinzip des Verfahrens mittels Injection Seeding, bei welchem durch die Anwesenheit einer Strahlung (Seedlaser) eine Modenselektion gewährleistet wird. Amediek (2007)

das sogenannte *build-up time reduction* (BUT) Verfahren realisiert (s. Kapitel Abgleich Laser).

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau und Messungen

Ziel der Arbeit ist es, die Möglichkeiten eines optisch parametrischen Verstärkers im nahen infraroten Spektralbereichs zu testen und diesen hinsichtlich Verstärkungseigenschaften, Strahlqualität und spektraler Reinheit zu verifizieren.

Für den Aufbau des optisch parametrischen Verstärkers (OPA) wird ein Pump-laser und eine Quelle für die Signalstrahlung (OPO) benötigt. Als Pumplaserquellen steht ein blitzlampengepumter Nd:YAG Laser des Herstellers Continuum mit einer Repetitionsrate von 10Hz und ein diodengepumter Nd:YAG Laser der Firma Rofin-Sinar mit einer Repetitionsrate von 100Hz zur Verfügung. Als Quelle der Signalstrahlung wurde im Rahmen der Arbeit (Amediek 2007) ein optisch parametrischer Oszillator (OPO) aufgebaut, welcher für diese Arbeit übernommen werden soll. Da der OPO und OPA eine bestimmte Polarisierung des Pumplasers benötigen, muss diese in einem Voraufbau eingestellt werden.

Für den Gesamtaufbau, aus den oben aufgezeigten Aufbauten, wurde das Konzept in Abbildung 4.1 erarbeitet.

Das Konzept ist wie folgt aufgebaut: Zu Beginn steht ein Lasersystem, welches die Energie für die folgenden Aufbauten liefert. In der zweiten Stufe steht ein Polarisator zur Einstellung beliebiger Energie mit bestimmter Polarisierung des Lichts, welche entscheidend für die darauf folgenden Aufbauten und Experimente

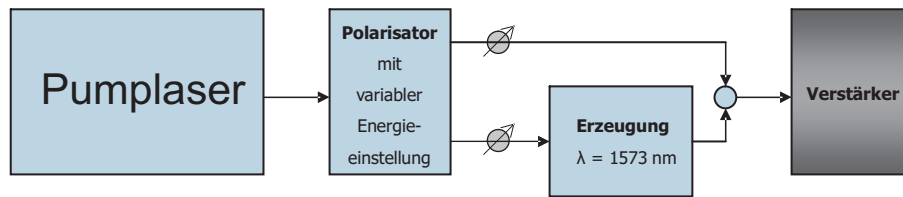


Abbildung 4.1: Konzept des geplanten Aufbaus.

ist. In den folgenden Zweigen wird die Energie für die Erzeugung der Signalwelle und zum Pumpen des Verstärkers zur Verfügung gestellt. Zwischen der zweiten und letzten Stufe wird in einem Aufbau (OPO) die Signalwelle erzeugt. Diese wird dem Verstärker, kombiniert mit der Pumpstahlung des anderen Zweiges, zugeführt und verstärkt. In Abbildung 4.2 ist ein Übersicht des Gesamtaufbaus ausgearbeitet worden.

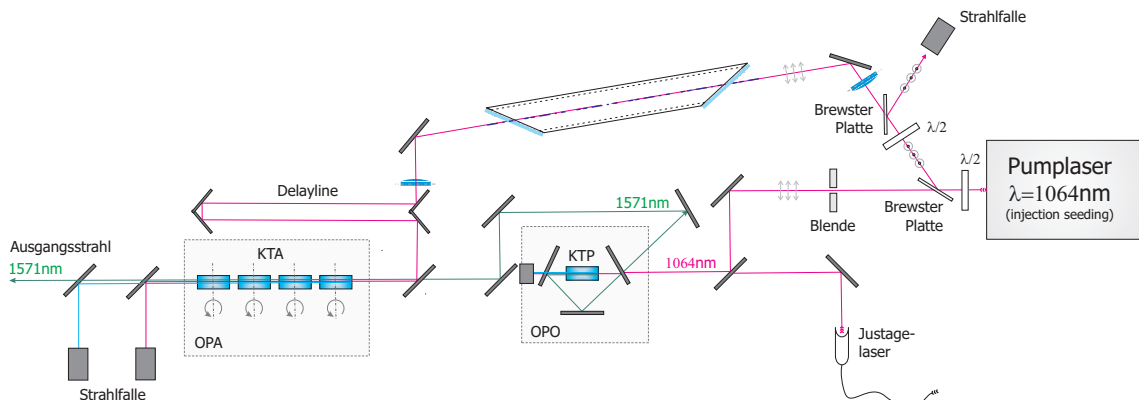


Abbildung 4.2: Übersicht über den geplanten Gesamtaufbau

Aufbau und Beschreibung der verwendeten Lasersysteme

Für alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Experimente standen zwei kommerzielle Lasersysteme zur Verfügung. Als erstes sollte der Aufbau mit einen diodengepumpten Nd:YAG Laser erstellt werden. Nachdem dieses System einen

schwerwiegenden Schaden an einer der Pumpkammern erlitt, mussten die Experimente mit dem Lasersystem der Firma Continuum fortgeführt werden. Das Ersatzsystem ist ein blitzlampengepumpter Nd:YAG Laser, welcher zu Beginn der Arbeit schon einige Zeit außer Betrieb war und für die weitere Arbeit zunächst noch konfiguriert und vermessen werden musste.

4.1 Diodengepumpter Nd:YAG Laser

Zu Beginn der Arbeit stand ein diodengepumpter Nd:YAG Laser, mit einer Repetitionsrate von $f_{rep} = 100\text{Hz}$, zur Verfügung. Bei dem verwendeten System handelt es sich um einen Prototypen der Firma ROFIN-SINAR, der Produktreihe RSY MOPA (siehe Abbildung 4.3).

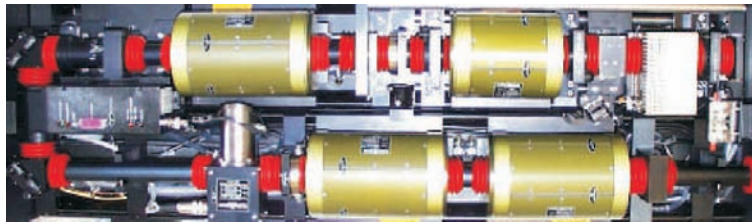


Abbildung 4.3: Bild des verwendeten ROFIN-Lasers der Produktreihe RSY MOPA

Bevor das System für den experimentellen Aufbau genutzt werden konnte, mussten die Ausgangsparameter vermessen werden, da sich Strahlintensität, Durchmesser, Stabilität und spektrale Reinheit empfindlich auf die weiteren Experimente auswirken.

Das verwendete System (siehe Abbildung 4.4) besteht hauptsächlich aus dem Oszillator und drei Nachverstärkern. Für einen spektrale schmalbandigen Betrieb ist darüber hinaus ein Seedlaser eingebaut.

4.1.1 Vorbereitende Messungen

Vor Beginn der Arbeiten wurde das System gewartet und charakterisiert, da das System schon seit geraumer Zeit nicht mehr in Betrieb war. Deswegen wurden

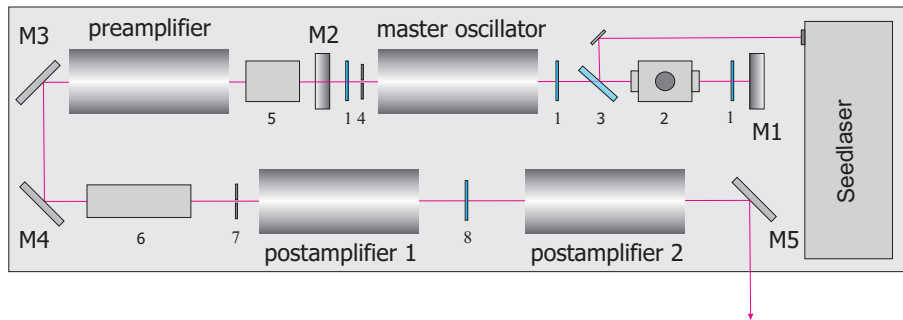


Abbildung 4.4: Aufbau des ROFIN-SINAR Pumplasers. M1: hochreflektierender Spiegel, 1: $\lambda/4$ -Platte, 2: Pockelszelle, 3: Polarisationsstrahlteiler, 4: Modenblende, M2: Ausgangskoppler, 5: Faraday-Isolator, M3, M4 und M5: Justage- und Umlenkspiegel, 6: Strahlaufweitung, 7: Apertur, 8: Rotator; hierbei bilden die Spiegel M1 und M2 den eigentlichen Resonator. Das ausgekoppelte Laserlicht wird in 3 Stufen verstärkt. Rechts im Bild ist der Seedlaser zu erkennen, welcher über einen Polarisator in den Resonator eingekoppelt wird.

einige vorbereitende Messungen gemacht, um einen stabilen Betrieb und volle Funktionstüchtigkeit zu gewährleisten.

Funktionstüchtigkeit der Dioden

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit der Dioden, wurden die Spannungs- und Stromkurven des Oszillators und der Amplifier gemessen. Die Kammern bestehen aus einem im Zentrum liegenden Nd:YAG-Kristall, welcher durch Dioden ($\lambda = 808,0nm$) gepumpt wird. Diese befinden sich in Barren, welche in einer 5-fach Symmetrie um den Stab angeordnet sind. Die Vermessung der Spannungs- und Stromkennlinien ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Messung wurde mit Hilfe einer Stromzange (Chauvin Arnoux - E3N), die Spannungen, welche proportional zur Stromstärke sind und am Oszilloskop abgelesen werden können, durchgeführt.

In Tabelle 4.1 sind die Spannungen der einzelnen Kammern dargestellt. Durch Division der Gesamtspannung durch die Diodenzahl erhält man die Spannung

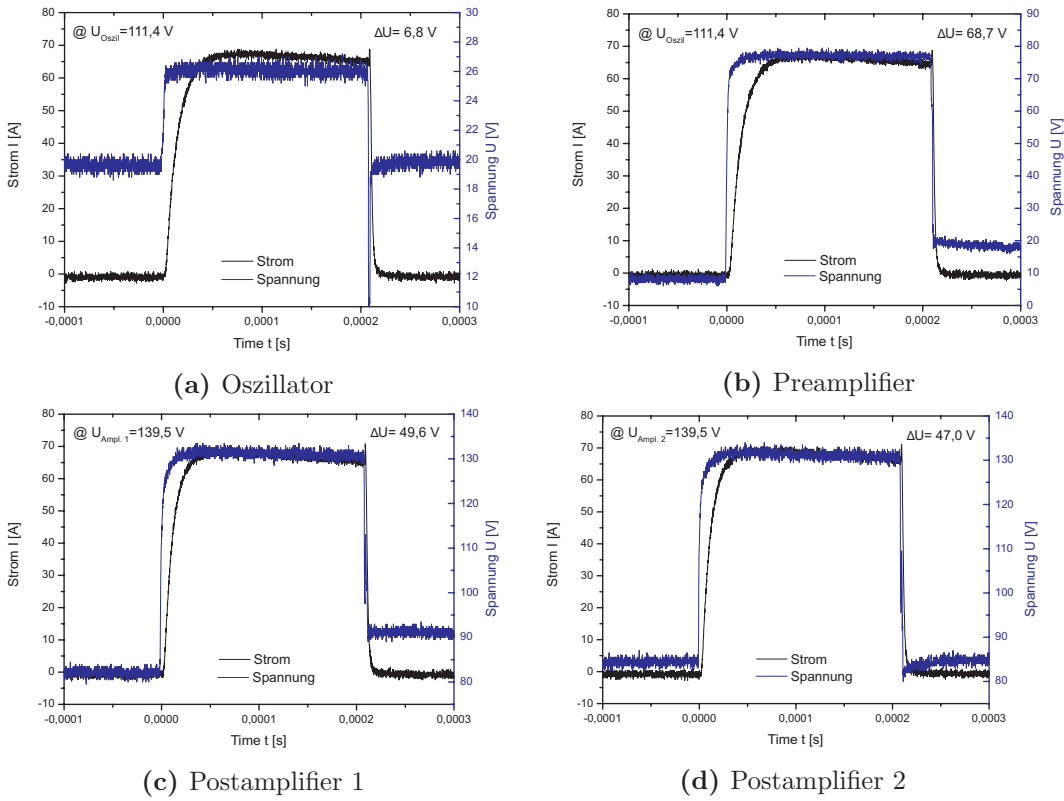


Abbildung 4.5: Messung Spannung- und Stromkennlinie der einzelnen Kammern

pro Diode. Dieser Wert sollte ca. $U_{Diode} \cong 1,7V$ betragen. Wie in Tabelle 4.1 zu

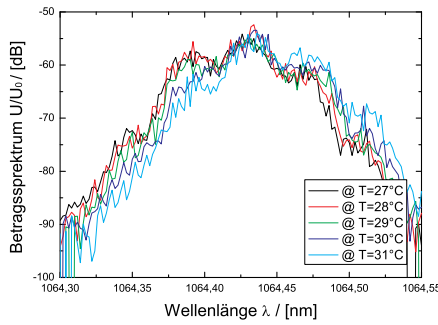
| Kammer | Anzahl Dioden | Spannung U [V] | U_{Diode} [V] |
|-----------------|---------------|------------------|-----------------|
| Oszillator | 5x(3x1) | 26 | 1,73 |
| Preamplifier | 5x(3x3) | 78 | 1,73 |
| Postamplifier 1 | 5x(5x3) | 130 | 1,73 |
| Postamplifier 2 | 5x(5x3) | 130 | 1,73 |

Tabelle 4.1: Funktionsüberprüfung der Dioden; durch das Teilen der Spannung, welche an den Kammern anliegt, durch die Anzahl der Dioden, erhält man die Spannung U_{Diode} pro Diode. Dieser Wert sollte etwa um $U_{Diode} \cong 1,7V$ liegen und konstant sein.

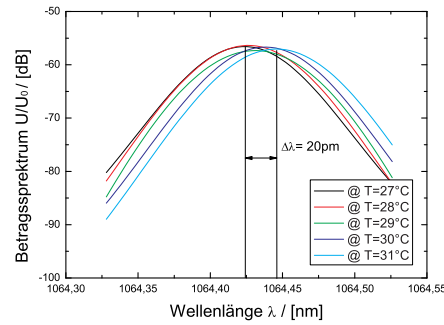
erkennen ist, ist der Spannungswert pro Diode immer gleich und es kann davon ausgegangen werden, daß alle Dioden intakt sind.

Temperaturabhängigkeit Laserspektrum

Die Einstellung der Temperatur des Lasers erfolgt direkt über die Heizung des Kühlwassers. Die Heizung wird über eine Regelung gesteuert, bei welcher man die Solltemperatur T_{soll} einstellen kann. Die Regelung der Kühlung versucht die Solltemperatur zu erreichen, was mit einer gewissen Einschwingzeit geschieht. Da das Verhalten des Lasers auf Temperaturschwankungen nicht bekannt ist, wurde dies in einem Bereich von $T = (27 - 31)^\circ\text{C}$ untersucht und dokumentiert.



(a) Messung Spektrum



(b) Gefittete Spektren

Abbildung 4.6: Messung des Temperaturverhaltens des Lasers, mit Hilfe eines Ando Optical Spektrum Analysators AQ6319.

Aus den gefitteten Spektren ergibt sich ein maximaler Temperaturdrift von $\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} = 5 \frac{\text{pm}}{\text{K}}$ ($1323 \frac{\text{MHz}}{\text{K}}$). Ein Vergleich mit den Spezifikationen des Lasers, bei welchen ein Wert von $\leq 200 \frac{\text{MHz}}{\text{K}}$ angegeben ist, zeigt, dass der gemessene Temperaturdrift um einen Faktor 6,6 zu hoch ist. Der erhöhte Temperaturdrift kann nicht erklärt werden, somit ist eine stabile Temperatur des Systems zu gewährleisten.

Seedlaser

Der eingebaute Seedlaser besteht aus einem *non planar ring oscillator* (NPRO).

In Abbildung 4.7 ist die Geometrie des monolithischen Ringlasers zu sehen (Kane and Byer (1985)). Das Konzept dieses Lasers besteht darin, dass Verstärkungsmedium und Resonator in einem monolithischen Nd:YAG-Kristall integriert sind. An der Eintrittsfläche A sitzt die Pumpdiode, deren Strahl in den Kristall eingekoppelt wird. Der interne Strahlengang wird durch Totalreflektion an den Punkten B,C und D festgelegt. Die Einkoppelfläche dient gleichzeitig als Auskoppelspiegel und bildet einen stabilen Resonator.

Durch eine integrierte Heizung, deren Temperatur über die Spannung eingestellt

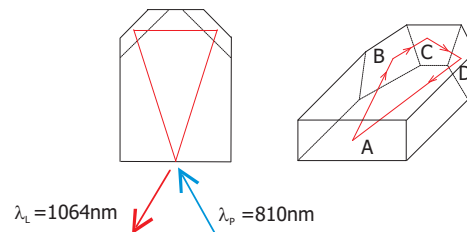


Abbildung 4.7: Aufbau eines nonplanar ring oscillator laser (NPRO); der blaue Pfeil stellt die Pumpquelle dar (Diode), der rote Pfeil stellt den Umlauf im Resonator dar.

wird, kann die Resonatorlänge aufgrund der thermischer Ausdehnung eingestellt werden. Da die Resonatorlänge wieder einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht, kann somit die Wellenlänge verändert bzw. eingestellt werden.

Wie bereits erwähnt, kann durch die integrierte Heizung des Seedlasers, durch die Spannung der Heizung, die Wellenlänge eingestellt werden. Bei der Einstellung der benötigten Wellenlänge ist es wichtig diese so zu legen, dass diese nicht am Rand eines Modensprungs liegt und somit ein instabiles Verhalten zeigt. Zur Messung wurde ein Spektrum Analysator (Ando Optical Spektrum Analyser AQ6319), welcher über ein Glasfaserkabel mit einer Ulbrichtkugel verbunden ist, verwendet.

In Tabelle 4.2 wurden alle wesentlichen Grunddaten und Einstellungen festgehalten.

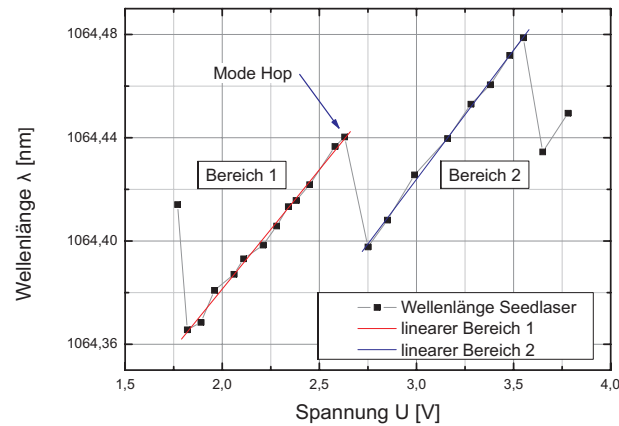


Abbildung 4.8: Spannungsabhängigkeit der Wellenlänge des Seedlasers.

| Messung | Ergebnis |
|---|----------|
| Kühlwassertemperatur [°C] | 27,0 |
| Volumenstrom Kühlwasser [$\frac{l}{min}$] | 4,0 |
| Laserschwelle U_{Osz} [V] | 106,1 |

Tabelle 4.2: Grunddaten Lasersystem (ohne Seedlaser).

4.1.2 Abgleich und Optimierung des Lasersystems

In Abbildung 4.4 ist das gesamte Lasersystem beschrieben. Es besteht aus dem eigentlichen Oszillator, drei Nachverstärkern und dem Seedlaser. Für den Abgleich bzw. die Optimierung wurde wie folgt vorgegangen:

- Einstellen der Seedwellenlänge auf den Pumplaser
- Optimierung der build-up time reduction

Optimierung des spektralen Überlapps zwischen Seedlaser und Pumplaser

Um ein optimales Seeding zu erhalten, muss die Wellenlänge des Seedlasers an die des Pumplasers angeglichen werden. Für die Justage wurde der vorher be-

schriebene Aufbau benützt. Wie in Abbildung 4.18 zu erkennen ist, ist durch das Verfahren des injection seeding die spektrale Bandbreite erheblich verschmälert worden. Bei einer Wellenlänge des Seedlasers von $\lambda_{seedl} = 1064,44nm$ zeigte sich

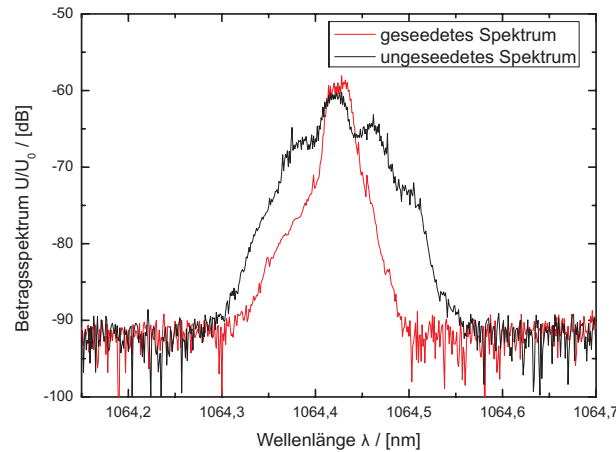


Abbildung 4.9: Aufnahme des Pumplasers, des justierten Seedlasers und des geseedeten Pumplasers mit Hilfe des Ando Optical Spektrum Analysator AQ6319 (Wellenlängengenauigkeit $50pm$, Auflösungsbandbreite $10pm - 1nm$ (s. Datenblatt Anhang A.1)).

spektral ein optimales Seeding (d.h. Minimierung der spektralen Breite (FWHM)). Dies entspricht einer Spannung von $U_{seedl} = 3,3V$ (s. Abbildung 4.8), was der Mitte des Bereichs 2 entspricht und dieser noch genug Variabilität besitzt.

Optimierung der build-up time reduction

Zur Optimierung der *build-up time reduction* muss ein bestmöglicher räumlicher Überlapp zwischen Seedlaser und Resonator eingestellt werden. Der Seedlaser wird über einen Spiegel und Polarisator in den Resonator eingekoppelt (s. Abb. 4.4). Durch die Aufnahme der ausgehenden Pulse mit einer schnellen Photodiode und Einstellung des Triggers auf den Q-Switch kann das Signal am Oszilloskop aufgenommen werden (s. Abbildung 4.10). Bei schlechter Einstellung des Seeding ist der Puls durch sogenanntes *mode beating* gekennzeichnet. Durch Einstellung des Einkoppelspiegels konnte die *build-up time reduction* maximiert werden.

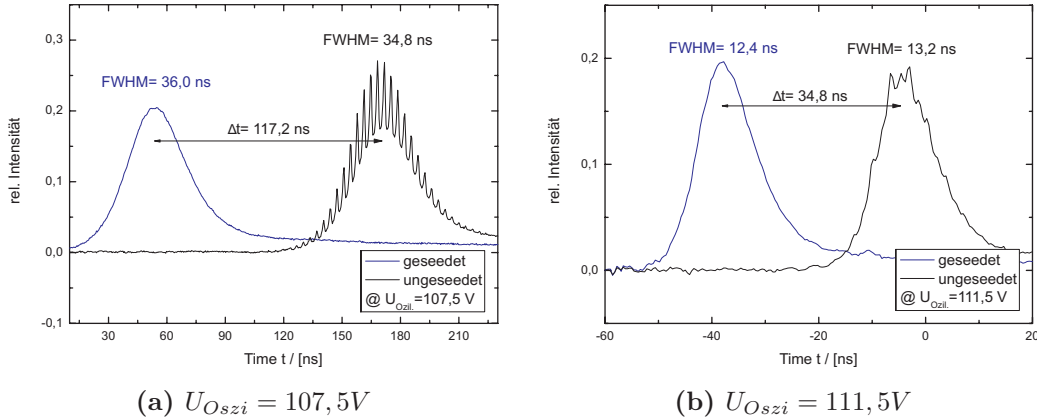


Abbildung 4.10: Zeitverlauf der geseedeten und ungeseedeten Pulse zur Einstellung der build-up time.

Wie an den Pulsen (s. Abbildung 4.10) zu erkennen ist, ändert sich die Pulsbreite (FWHM) und die build-up time reduction mit der Oszillatorspannung. Es wurde eine Reduktion der build-up time bei einer Oszillatorspannung von $107,5V$ und $111,5V$ von $\Delta t = 117,2ns$ und $\Delta t = 34,8ns$ erreicht. Die Pulsdauer veränderte sich dabei im Bereich von $\Delta t_{FWHM} = 36,0ns$ bis $\Delta t_{FWHM} = 12,4ns$.

Oszillator und Preamplifier

Für die folgenden Experimente (OPO + OPA) ist eine Energie $\leq 16,2mJ$ ($@f_{rep} = 100Hz$) völlig ausreichend. Da diese Energie bereits nach dem Preamplifier zur Verfügung steht, wurde der Laser durch einen Auskoppelspiegel nach dem Umlenkspiegel M4 (s. Abb. 4.4) modifiziert. Im Folgenden wurden für den Oszillator und Preamplifier Kennlinien aufgenommen, die den Laser bis zur eingebauten Auskopplung charakterisieren.

Der Oszillator liefert Pulsenergien von $E = 1,3mJ @U_{Oszi} = 107,0V$ - $E = 6,1mJ @U_{Oszi} = 111,5V$ bei einer Repetitionsrate von $f_{rep} = 100Hz$. Die Pulse werden in der ersten Stufe zu $E = 3,7mJ @U_{Oszi} = 107,0V$ - $E = 16,2mJ @U_{Oszi} = 111,5V$ verstärkt, was einer maximalen Verstärkungseffizienz von $\varepsilon \cong 3$ entspricht.

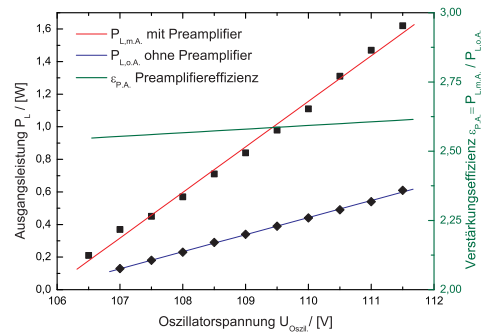


Abbildung 4.11: Leistungs- und Effizienzkurve, aufgetragen gegen die Oszillatorspannung, des Oszillators und Preamplifiers.

Strahlprofil

Abschliessend wurde das Strahlprofil des Lasers nach Auffälligkeit kontrolliert. Dies ist wichtig, da die darauf folgenden Experimente empfindlich auf die möglichst homogene räumliche Verteilung des Profils sind. Die Aufnahme wurde mit einem Beamanalyser der Firma Spiricon gemacht. Wie in der Abbildung 4.12 zu erken-

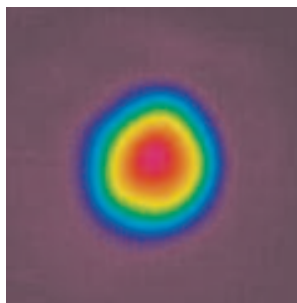


Abbildung 4.12: Strahlprofil des ROFIN-SINAR Lasers, mit Hilfe eines Beamanalysers der Firma Spiricon.

nen ist, ist die Verteilung des Profils äußerst homogen.

Zusammenfassung der Daten

Tabelle 4.3 enthält eine Zusammenfassung der im Abgleich bzw. Optimierung erreichten Einstellungen.

| | Wert |
|-----------------------------------|-----------------------------|
| Repetitionsrate f_{rep} [Hz] | 100 |
| Wellenlänge λ [nm] | 1064,44 |
| Laserschwelle U_{Osz} [V] | 106,1 |
| Pulsbreite FWHM [ns] | 12,4 |
| Pulsenergie [mJ] | 16,2 |
| Seedlaser | Lightwave 101 |
| Cavity-Kontrolle | via build-up time reduction |
| Strahldurchmesser am Ausgang [mm] | 2,5 |

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der Ausgangsparameter des Oszillators und Pre-amplifier.

4.1.3 Totalschaden

Nach ersten Messungen wurde ein stetiger Abfall der Energie dokumentiert, was nicht direkt erklärt werden konnte. Daraufhin wurde der Laser nochmals über-

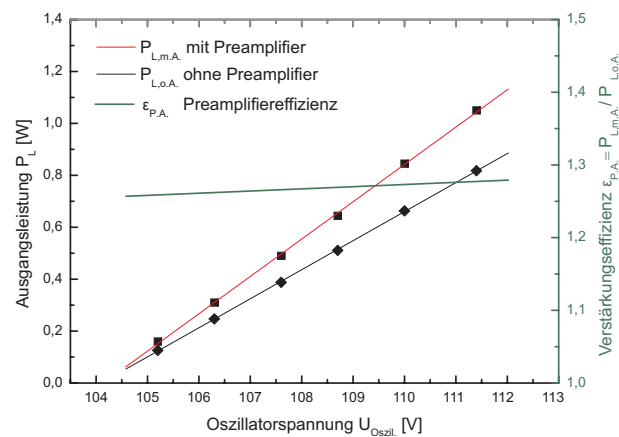


Abbildung 4.13: Einbruch der Leistungs- und Effizienzkurve des Oszillators und Preamplifiers

prüft u.A. auf Mängel an Optiken, was jedoch kein Ergebnis brachte. Nach einer erneuten Messung der Leistungs- und Effizienzkurve (s. Abbildung 4.13) wurde

deutlich, dass der Abfall der Energie auf den Verlust der Verstärkungseffizienz des Preamplifiers zurückzuführen war.

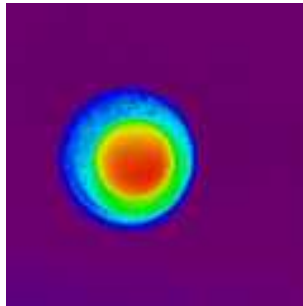
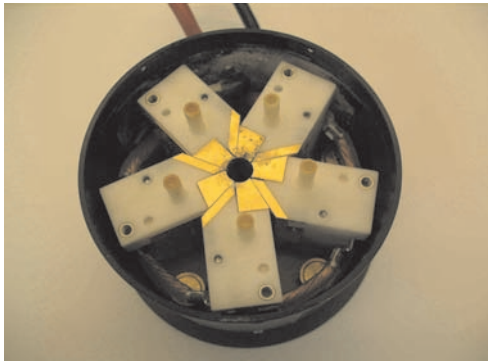


Abbildung 4.14: Strahlprofil des ROFIN-SINAR Lasers, mit Hilfe eines Beam-analyser der Firma Spiricon

Eine weitere Untersuchung des Strahlprofils zeigte eine einseitige Intensitätsverteilung, wie in Abbildung 4.14 zu erkennen ist. Als Ursache lässt sich eine eventuelle Beschneidung des Strahls während des Durchgangs oder ein nicht symmetrischer Pumpvorgang anführen. Da das Profil vor Beginn der Messungen noch homogen war, wurde auf Ersteres nicht weiter eingegangen, da dies schon während dem Abgleich bemerkt worden wäre. Für eine genaue Diagnose, welche die Unsymmetrie erklären sollte, musste die gesamte Kammer ausgebaut werden.

Nach Ausbau der Kammer und Entnahme des Nd:YAG-Stabes, welcher von einem Glasröhrchen (Flow-Tube) umgeben ist, konnten an den Wandflächen des Röhrchens eingebrannte Stellen erkannt werden. Die Flow-Tube schützt den Stab vor dem Kühlwasser, welches zur Kühlung des Stabes benötigt wird. Auf Grund des Schadensbildes entschloss man sich, die Kammer komplett zu öffnen.

Nach Öffnen der Kammer wurden deutlich korrodierte Flächen des Kammerinneren sichtbar. Im Folgenden sollen Ursachen und ein möglicher Schadenshergang beschrieben werden.



(a) Geöffnete Kammer von vorn



(b) Deckel der Kammer

Abbildung 4.15: Erstes Schadensbild der Kammer; in a) die geöffnete Kammer, zu erkennen sind schwarze Stellen an Diodenbarren; in b) Deckel der Kammer mit Glasröhrchen, bei welchem auch eingebrennte Flächen zu erkennen sind.

Analyse des Schadenshergangs

Die Feuchtigkeit in der Kammer kondensierte an der Oberfläche des Glasröhrchens, welche auf Grund der abgestrahlten Wärme der Dioden einbrannte und somit eine gleichmäßige Ausleuchtung des Stabes verhinderte. In einer weiteren Untersuchung der Diodenbarren durch die Herstellerfirma wurde ein Leck in einem der Mikrokanäle, welches zum Innenraum der Kammer führte, als Quelle der Feuchtigkeit identifiziert. Das Leck verursache einen Abfall der Kühlleistung, welche unbedingt notwendig zur Kühlung der Dioden ist. Auf Grund des Hitzestaus im Barren brannten die Dioden in diesem Bereich ab.

Zurzeit laufen weitere Untersuchungen zum Wiederaufbau und Austausch der defekten Dioden des Preamplifiers, was einen nicht unerheblicher Kostenfaktor darstellt. Aus diesem Grund wurden vorsorglich auch die restlichen Kammern geöffnet, um ein ähnliches Schadensbild auszuschließen. Diese waren jedoch voll intakt und zeigten keine Korrosions- oder Feuchtigkeitsprobleme.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte dieser Laser jedoch nicht mehr repariert werden, sodass auf den blitzlampengepumpten Laser der Firma Continuum umgestellt werden musste.

4.2 Blitzlampengepumpter Nd:YAG Laser

Als Ersatzlaser wurde für die folgenden Experimente ein gütegeschaltetes, blitzlampengepumptes Nd:YAG Lasersystem mit injection seeding der Produktreihe NY-61 (Firma Continuum) verwendet.



(a) Ansicht des Lasers von vorn



(b) Ansicht des Powersupply

Abbildung 4.16: Ansicht des Lasersystems.

Dieser Laser (siehe Abbildung 4.16) war schon seit geraumer Zeit nicht mehr in Betrieb und musste vor Inbetriebnahme einer Wartung unterzogen werden. Im Anschluss wurden die Ausgangsparameter charakterisiert.

Als erster Arbeitsschritt wurde eine komplette Reinigung des Systems durchgeführt. Dazu gehörte die Wartung der Elektronik (Erneuerung bzw. Austausch diverser Bauteile wie etwa ausgetrocknete Kondensatoren), Austausch des Kühlwassers und des Deionisationsfilters. Nach Beendigung der ersten Wartungsarbeiten konnte der Laser in Betrieb genommen werden. In Tabelle 4.4 wurden alle ermittelten Grunddaten festgehalten.

Der gesamte Aufbau des Lasers ist in Abbildung 4.17 zu erkennen. Er besteht aus einem Oszillator, welcher durch den Gaußspiegel M1 und M2 gebildet wird, und einem Preamplifier, welche in der gleichen Kammer integriert ist. Des Weiteren ist ein Seedlaser verbaut, der einen einmodigen Betrieb gewährleistet. Der Laserresonator wird mittels dem Verfahren der BUTR automatisch auf die

| Messung | Ergebnis |
|--------------------------------------|----------|
| Kühlwassertemperatur [°C] | 38,9 |
| Blitzlampenspannung [kV] | 1,4 |
| Q-Switch Delay [ns] | 275 |
| Ausgangsleistung (ohne Seeding) [mJ] | 635 |
| Repetitionsrate [Hz] | 10 |

Tabelle 4.4: Grunddaten Lasersystem (ohne Seedlaser)

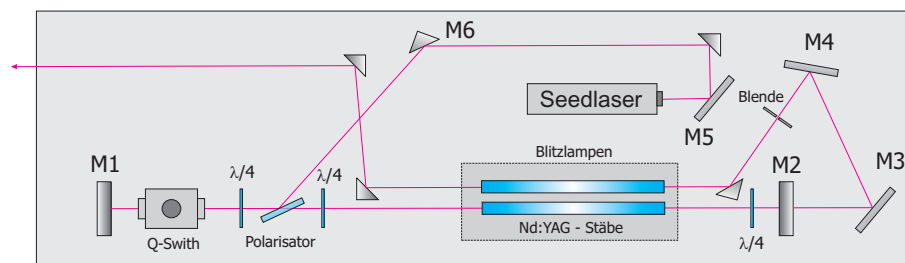


Abbildung 4.17: Aufbau des Pumplasers; die Spiegel M1 und M2 bilden mit der Pumpkammer, in welcher sich die Blitzlampe befindet, den eigentlich Resonator; der ausgekoppelte Strahl (rot) wird durch einen zweiten Stab in der Pumpkammer nachverstärkt und zum Ausgang geführt; oben im Bild ist der Seedlaser zu erkennen, welcher über den Polarisator in den Resonator eingekoppelt wird.

Seedwellenlänge geregelt (Rahn (1985)). Die Vorgehensweise bei der Abstimmung war wie folgt:

- Einstellen der Seedwellenlänge auf den Pumplaser
- Optimierung der build-up time reduction
- Vermessung und Optimierung des Strahlprofils mit Hilfe einer Kamera

4.2.1 Abgleich und Optimierung des Lasersystems

Optimierung des spektralen Überlapps zwischen Seedlaser und Pumplaser

Aufbau und Vermessung erfolgten wie beim Rofin-Laser. Durch die Nachregelung der Spannung wurde die Wellenlänge des Seedlasers in das Maximum des Pumplasers justiert. Wie in Abbildung 4.18 zu erkennen ist, konnte ein erfolgreiches Seeding erzielt werden.

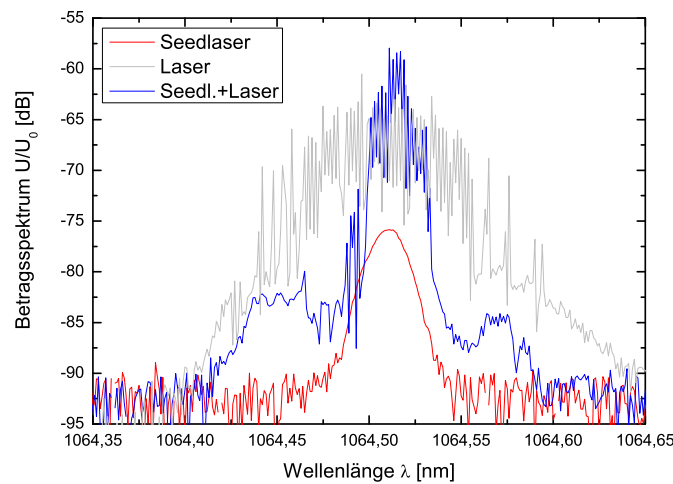


Abbildung 4.18: Aufnahme des Pumplasers, des justierten Seedlasers und des geseedeten Pumplasers.

Optimierung der build-up time reduction

Zur Optimierung der *build-up time reduction* standen ein Teleskop, welches die Größe des Strahldurchmessers des Seedlasers im Resonator einstellt, und zwei Einkoppelspiegel (M5 und M6) zur Verfügung. Nach Angabe des Manuals ist das Seeding am erfolgreichsten, wenn das Teleskop auf einen der Resonatorspiegel eingestellt ist. Durch die Aufnahme der ausgehenden Laserpulse mit einer schnellen

Photodiode und Einstellung des Triggers auf den Q-Switch können die Pulse am Oszilloskop aufgenommen werden (s. Abbildung 4.19). Bei schlechter Einstellung der beschriebenen Teile ist der Puls durch das sog. *mode beating* gekennzeichnet. Nach Einstellung der Einkoppelspiegel und anschliessender Justage des Teleskops konnte die *build-up time reduction* maximiert werden (siehe schwarzer Puls).

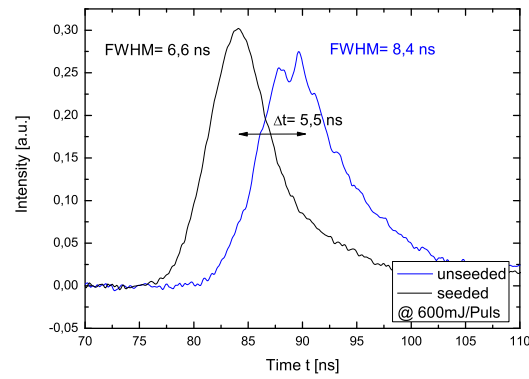


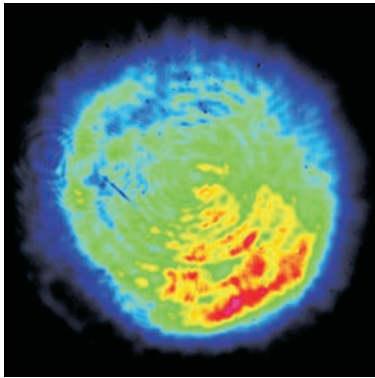
Abbildung 4.19: Einstellung der build-up time, hierbei ist der schwarze Puls der geseedete und der blaue der ungeseedete.

| Messung | Ergebnis |
|----------------------------------|----------|
| Pulsbreite FWHM vor Einst. [ns] | 8,4 |
| Pulsbreite FWHM nach Einst. [ns] | 6,6 |
| build-up time reduction [ns] | 5,5 |

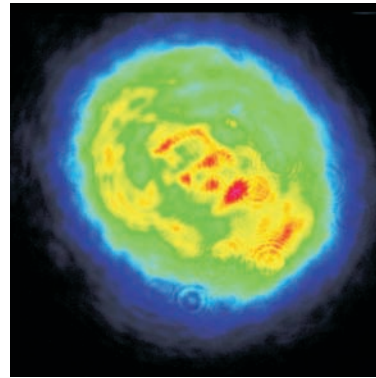
Tabelle 4.5: Ergebnisse der Justage und Optimierung der build-up time

Strahlprofil

Da der experimentelle Aufbau empfindlich auf die homogene räumliche Verteilung ist, wurde das Strahlprofil mit Hilfe einer Kamera kontrolliert (s. Abbildung 4.20). In Abbildung a) ist das Profil vor der Nachjustage dargestellt, deutlich zu erkennen ist das Ringsystem im Profil, welches durch Beugungseffekte im Resonator (s. Kapitel 3.3.1, instabiler Resonator) entsteht und typisch für instabile Resonatoren ist (Pistelok 2006) (Hodgson and Weber 2005). Die inhomogene Verteilung des Strahlprofils ist jedoch nicht gewünscht und musste behoben werden.



(a) Strahlprofil vor Justage



(b) Strahlprofil nach Justage

Abbildung 4.20: Aufnahme des Strahlprofils vor und nach der Justage des Resonators. Beide Aufnahmen wurden mit Hilfe einer Coherent Kamera aufgenommen (s. Datenblatt Anhang A.2).

Es lag die Vermutung nahe, dass der ausgekoppelte Strahl nicht zentrisch durch den Verstärkerstab geht und somit unsymmetrisch verstärkt und evtl. beschnitten wird. Vor der Einkopplung in den zweiten Stab befindet sich eine Blende (s. Abbildung 4.17), die zur Vermeidung von Rückreflexen zum Resonator eingebaut ist, welche auch eventuell nicht optimal eingestellt ist. Durch die Nachjustage der beiden Einkoppelspiegel (M3 und M4) konnte das Profil, wie in Abbildung b) dargestellt, erzielt werden. Die Verteilung ist wesentlich homogener und lässt eine bessere räumliche Ausbreitung vermuten.

4.2.2 M^2 - Messung

Das Verfahren zur Messung des M^2 ist in der ISO-Vorschrift 11146 (ISO 11146 1999) standardisiert. Hierbei wird der Laserstrahl mit einer Linse fokussiert und somit eine Strahltaile erzeugt. Die Vorschrift sieht mindestens 10 Messungen vor, wobei die Hälfte im Bereich der Rayleighlänge z_R und der Rest in einem Abstand von mindestens $2z_R$ zu erfolgen haben. Zur Messung der Intensitätsverteilung an den Positionen sind prinzipiell mehrere Verfahren geeignet. Hierbei verwendet ein Verfahren eine CCD-Kamera, welche ein Bild am gewünschten Ort aufnimmt und deren Pixelaussteuerung ($\sim I$) proportional zur Intensität ist. Das zweite Verfahren ist die sog. *knife edge*¹ Methode, bei der eine scharfe Kante durch das Profil des Lasers geschoben wird und somit die Transmissionskurve ($T(x')$) bestimmt werden kann. Diese ermöglicht einen direkten Rückschluß auf die räumliche Verteilung der Intensität des Profils, wobei für kreissymmetrische Intensitätsverteilungen eine kreisförmige Apertur verwendet werden kann. Für alle nicht kreissymmetrischen Intensitätsverteilungen muss eine gerade Kante verwendet werden, hier muss jedoch das Verfahren für jede Achse wiederholt werden. In unserem Fall wurde die Messung mit einer CCD-Kamera vollzogen.

Aufbau zur M^2 -Messung

Der Aufbau zur Messung des M^2 besteht, wie in Abbildung 4.21 dargestellt, aus einer fokussierenden Linse und einer CCD-Kamera (dazu später). Die Kamera befindet sich hierbei auf einer optischen Bank, welche zur variablen Einstellung der Kameraposition nötig ist. Wie bereits erwähnt, müssen zur korrekten Messung eine gewisse Anzahl von Profilmessungen innerhalb der Rayleighlänge z_R und im Abstand $> 2z_R$ vorgenommen werden. Der Zusammenhang zwischen Rayleighlänge und der Fokussierung ist durch

$$2z'_R = \frac{8\lambda}{\pi} \left(\frac{f'}{D} \right)^2 \quad (4.1)$$

¹Engl.: scharfe Kante.

gegeben, wobei z'_R die Rayleighlänge, λ die Wellenlänge, f die Brennweite der Linse und D der Durchmesser des Strahls an der Linse ist (Röder 2008). Durch die Berechnung der Rayleighlänge mittels Gleichung (4.1), kann die nötige Aufbau­länge abgeschätzt werden. Bei Verwendung einer Linse mit der Brennweite $f' = 1014,266\text{mm}$ (@1064nm) und einem Strahldurchmesser bei Linseneintritt von $D \sim 4,5\text{mm}$ ergibt sich eine Rayleighlänge von $z'_R = 6,9\text{cm}$. Die verwendete

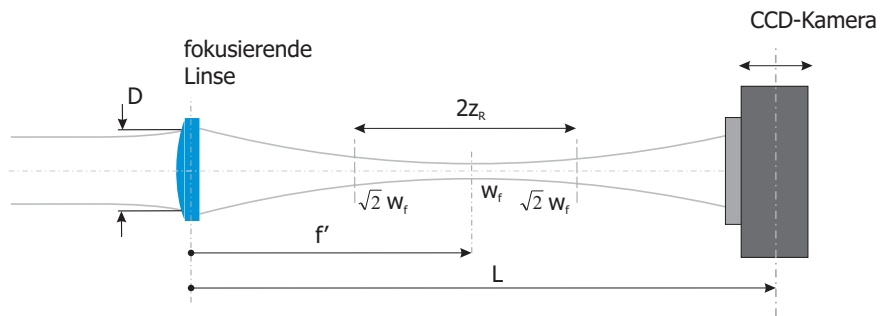


Abbildung 4.21: Aufbau zur Messung des M^2 mit Hilfe einer fokussierenden Linse und einer CCD-Kamera. Das Intensitätsprofil des fokussierten Laserstrahls wird an verschiedenen Stellen, mit dem Abstand L zur Linse, aufgenommen. Hierbei ist zur Auswertung und Ermittlung des M^2 , die Kenntnis der Brennweite der Linse und die Position des Bildes relativ zur Linse wichtig.

optische Bank besitzt eine Länge von $L = 1000\text{mm}$, was somit ausreichend ist. Für die Messung des Intensitätsprofils stand hierfür eine Coherent Kamera der Produktreihe *LaserCam-HR* zur Verfügung. Wie in Abbildung 4.21 zu erkennen ist wird dazu der Chip der Kamera direkt in den Strahlengang gestellt. Der Chip basiert auf der *CMOS*-Technik und hat eine Fläche von $(6,8 \times 8,5)\text{mm}^2$ mit einer Auflösung $(1024 \times 1280)\text{Pixel}$ und einer Pixelbreite von $6,7\mu\text{m}$ (s. Datenblatt Anlage A.2).

Ergebnisse der M^2 -Messung

Die Messung wurde, wie beschrieben, mit einer Linse der Brennweite $f' = 1014,266\text{mm}$ (@1064nm) und der Coherent-Kamera durchgeführt. Die Auswertung der Messung ist in Abbildung 4.22 dargestellt. Als mittleres M^2 wurde ein Wert von

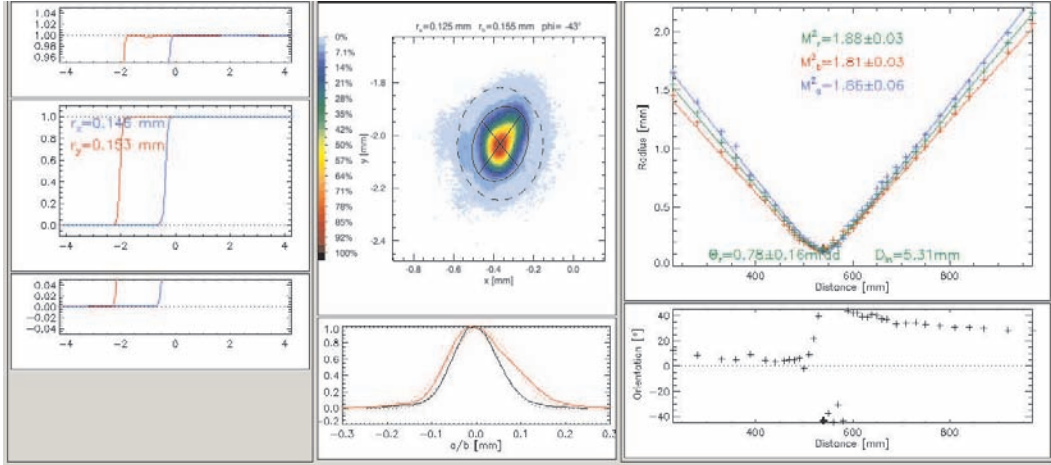


Abbildung 4.22: In der Abbildung ist die M^2 -Messung des Continuum Laser zu erkennen. Die Messung wurde mit einer Linse ($f' = 1014,266\text{mm}$ (@1064nm)) und einer CCD-Kamera der Firma Coherent (s. Datenbatt Anhang A.2) erstellt.

$1,88 \pm 0,03$ ermittelt. Hierbei besitzt die eine Achse einen Wert von $1,81 \pm 0,03$ und die andere $1,86 \pm 0,06$. Für die Divergenz wurde ein Wert von $\theta = (0,78 \pm 0,16)\text{mrad}$ ermittelt.

Die Ergebnisse der M^2 -Messung sind im Rahmen der Messgenauigkeiten ein durchaus realistischer Wert.

4.2.3 Aufbau Relay Imaging

Für den Pumpprozess des OPA ist das Erreichen einer gleichmäßige Intensitätsverteilung des Pumplasers wichtig. Darüber hinaus gilt es Hot Spots, welche die Zerstörung der Komponenten hervorrufen, zu vermeiden (s. Kapitel 3.3.3).

Nach Aufbau der Pumpstrecke und der Vermessung des Pumpstrahls stellte sich jedoch heraus, dass dieses sehr verrauscht und nicht sehr gleichmäßig ist (s. Abbildung 4.23 (a)).

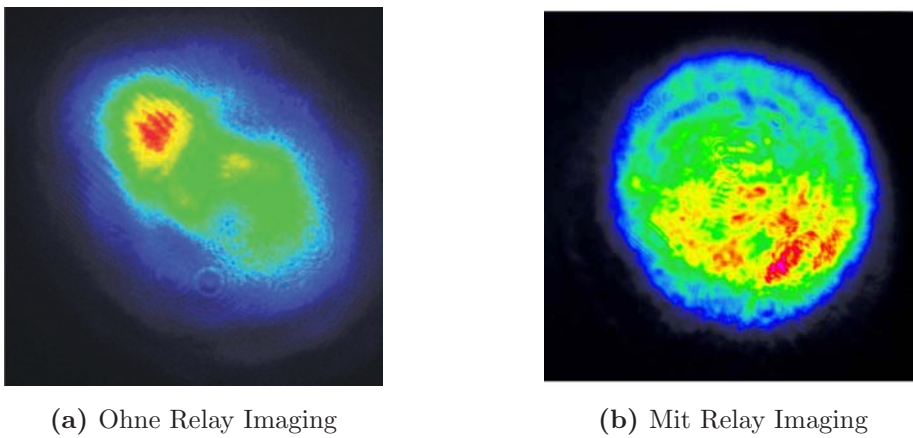


Abbildung 4.23: Strahlprofil am Ort des OPA, ohne und mit Relay Imaging.

Wie im Kapitel 3.3.3 gezeigt soll dieser Effekt mit dem Relay Imaging verhindert werden. Da für die Versuche keine Anpassung des Strahldurchmessers nötig ist, wurde das 4-f-Teleskop als Aufbau gewählt und im Folgenden aufgebaut.

Die Wahl der Linsen war bezüglich der Brennweite von mehreren Faktoren abhängig. Um eine möglichst effektive Abbildung, d.h. vom Laser bis zur Verstärkerstrecke, zu erhalten, sollte die Brennweite nicht zu klein gewählt werden. Des Weiteren mußte der Aufbau innerhalb der Delay-Line der OPA Strecke liegen, um keine Pulsverzögerung zu produzieren. Als ein vernünftiges Mittel beider Argumente wurde eine $f = 500\text{mm}$ Linse gewählt, welche eine gesamte Aufbaustrecke von $L_{ges} = 2000\text{mm}$ zur Folge hatte, was einer Abbildung des Strahlprofil ca. 10cm nach dem Verstärkerstab entspricht (s. Abbildung 4.23 b).

Deutlich zur erkennen ist das Ringsystem, welches durch Beugungseffekte des instabilen Resonators zustande kommt (Hodgson and Weber 2005) (Pistelok 2006).

Eine Abschätzung der Intensität des Laserstrahls im Fokus der Linsen ergab einen Wert von $I = 6 \cdot 10^{10} \frac{W}{cm^2}$. Bei solch hohen Intensitäten im Fokus war ein Luftdurchschlag zu erwarten, was sich durch einen Versuch bestätigte. Eine Lösung dieses Problems war es, den Fokus mittels einer Vakuumzelle zu evakuieren (siehe Abbildung 4.24). Die Zelle wurde mit Fenstern im Brewsterwinkel versehen, um

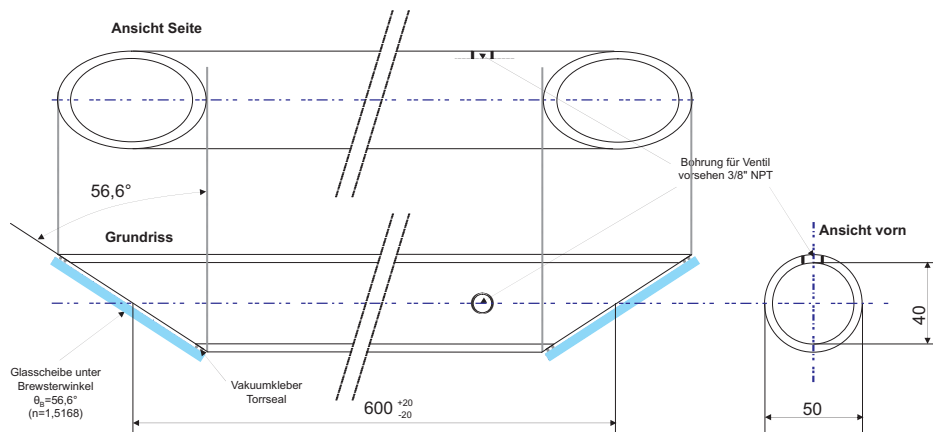


Abbildung 4.24: Konstruktion der Vakuumzelle, mit Brewsterfenster.

Verluste durch Reflexion zu vermeiden. Zum evakuieren des Aufbaus wird eine Drehschieber- und einer Turbomolekularpumpe eingesetzt.

Auswertung des Strahlprofils

Für die Charakterisierung des Strahlprofils stand die vorher beschriebene Coherent Kamera zur Verfügung. Das Profil des Lasers wurde mit Hilfe einer Linse vom Ort des OPA auf den Chip der Kamera abgebildet.

In Abbildung 4.25 ist eine Aufnahme des Pumpprofils nach dem Relay Imaging zu erkennen. Zur Auswertung wurde ein horizontaler und vertikaler Schnitt analysiert und in Tabelle 4.6 zusammengefasst. Das Profile wurden mit Hilfe einer

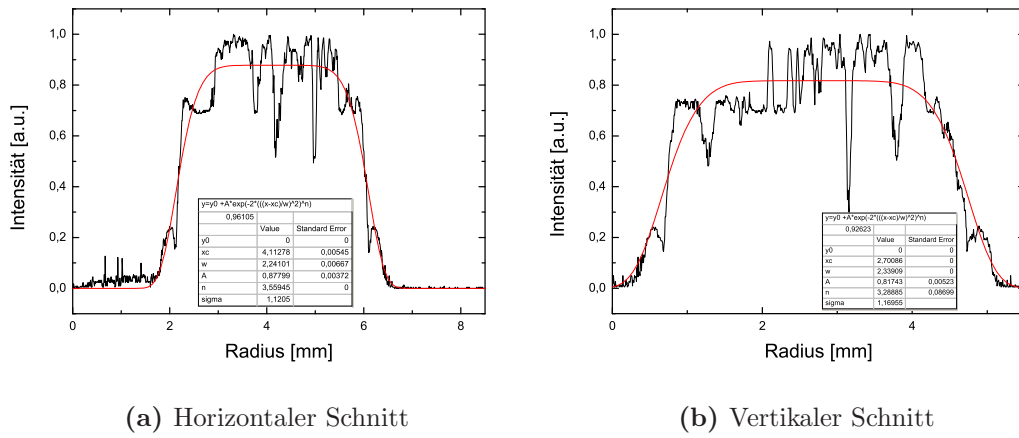


Abbildung 4.25: Zu erkennen ist die Messungen des Strahlprofils, am Ort des OPA. Es wurde ein horizontaler und vertikaler Schnitt ausgewertet. Das Bild wurde mit einer Coherent-Kamera aufgenommen.

| | horizontal | vertikal |
|-----------------------|------------|----------|
| Strahlradius w [mm] | 2,24 | 2,34 |
| Supergaußfaktor n | 3,6 | 3,3 |

Tabelle 4.6: In der Tabelle ist die Auswertung des Pumpprofiles zusammengefasst. Hierbei wurden als wesentliche Parameter der Strahlradius und der Supergaußfaktor bestimmt.

Fit-Kurve (nach Gleichung (3.32)) parametrisiert, um dies bei einem Theorievergleich des OPA berücksichtigen zu können.

4.2.4 Zusammenfassung der Ausgangsparameter des Lasersystems

In Tabelle 4.7 sind die wesentlichen Ausgangsparameter des Continuum Lasers zusammengefasst. Die Pulsenergie beträgt 600mJ und ist \parallel -polarisiert, diese ist jedoch für die folgenden Aufbauten zu hoch und sollte deswegen variabel einstellbar sein.

Der Ausgangsdurchmesser von $\sim 4,5\text{mm}$ ist für den OPO zu groß und wird über

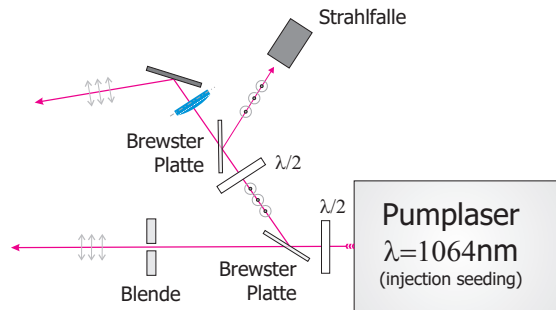
| | Wert |
|-----------------------------------|-----------------------------|
| Repetitionsrate f_{rep} [Hz] | 10 |
| Wellenlänge λ [nm] | 1064,52 |
| Pulsbreite FWHM [ns] | 6,6 |
| Pulsenergie [mJ] | 600 |
| Polarisation | \parallel |
| Seedlaser | Lightwave 101 |
| Cavity-Kontrolle | via build-up time reduction |
| M^2 | 1,88 |
| Divergenz [mrad] | 0,78 |
| Strahldurchmesser am Ausgang [mm] | 4,5 |
| Supergaußfaktor | $\sim 3,5$ |

Tabelle 4.7: Zusammenfassung aller wesentlichen Ausgangsparameter des Continuum Laser.

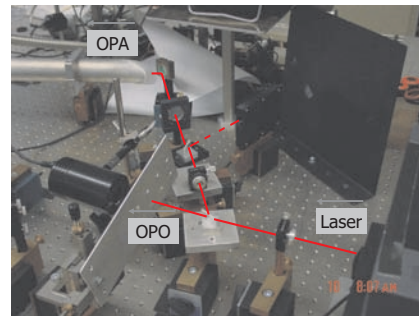
eine Blende $d = 3,5\text{mm}$ reduziert.

Variabler Abschwächer und Polarisator

Wie bereits in der Einleitung erklärt, sind die folgenden Versuche auf die richtige Polarisation des Pumplasers angewiesen. Aus diesem Grund wurde ein Aufbau (s. Abbildung 4.26) zur Polarisation und variablen Energieeinstellung aufgebaut. Dafür wurden zwei $\lambda/2$ -Plättchen und zwei Dünnschichtpolarisatoren mit hoher Zerstörschwelle verwendet. Die $\lambda/2$ -Plättchen sind in einer drehbaren Halterung eingebaut. Durch die Drehung der Plättchen kann somit das Mischungsverhältnis von \perp - und \parallel -polarisiertem Licht eingestellt werden.



(a) Plan des Polarisator für zwei Zweige; unterer Pol.-Zweig für OPO; oberer Zweig für OPA



(b) Ansicht des realisierten Polarisators

Abbildung 4.26: Gesamtaufbau zur variablen Energieeinstellung und deren Polarisation, bestehend aus 2 $\lambda/2$ Platten, welche in einer drehbaren Halter befestigt sind, und 2 Dünnschichtpolarisatoren mit hoher Zerstörschwelle.

Als Filter der Polarisation werden die Dünnschichtpolarisatoren, welche unter Brewsterwinkel eingebaut sind, benutzt. Hierbei erfährt das Licht, bezogen auf die optische Achse, welches senkrecht polarisiert ist, Totalreflexion und das parallelpolarisierte Licht wird transmittiert.

Für jeden Zweig wurde eine solches Filtersystem aufgebaut, um die Energie und die Polarisation des Laserstrahls genau justieren zu können.

4.3 OPO - Optisch parametrischer Oszillator

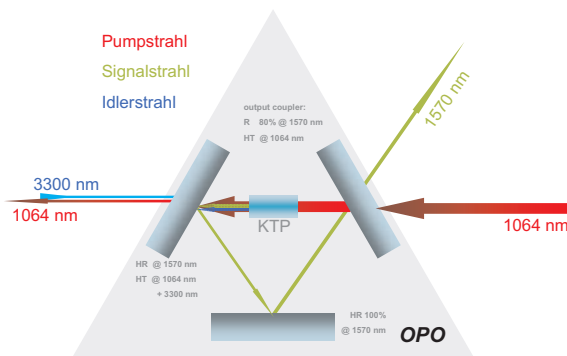
Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau und Charakterisierung eines geeigneten Verstärkungssystems (OPA) für die Signalstrahlung. Hierbei spielt die Signalstrahlung, also Ausgangsparameter des OPO für eine korrekte Charakterisierung des OPA eine wesentliche Rolle. Im Folgenden wird der OPO aus (Amediek 2007) verwendet und bezüglich der Parameter wie Energie und Strahlprofil vermessen.

Für die CO_2 Messung wird eine Wellenlänge im Bereich von $\sim 1573nm$ benötigt, welche in dem optisch parametrischen Oszillator erzeugt werden soll. Durch die im Kapitel 3.1 beschriebenen nichtlinearen Prozesse wird diese Frequenzkonversion möglich. Der benutzte Kristall zur Frequenzkonversion ist ein KTP-Kristall, welcher mit nicht kritischer Phasenanpassung verwendet wird.

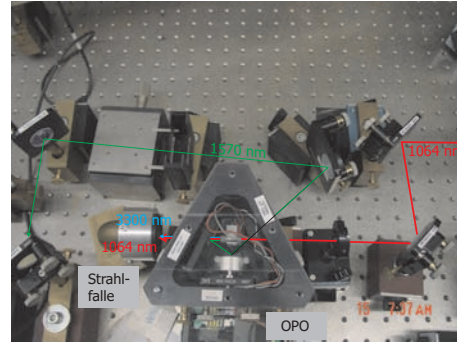
Wie andere Resonatoren besitzt der OPO ebenfalls eine Schwelle, die durch die Verluste im Resonator zustande kommt. Die Schwelle ist abhängig von der Höhe der Auskopplung der Signalwelle, den internen Verlusten, der Länge des Resonators und der Resonanz (Amediek 2007). Um die Schwelle möglichst gering zu halten wird der Kristall z.B. Anti-Reflex-beschichtet, die Spiegel sollten hohe Reflektivität besitzen und die Resonatorlänge sollte möglichst kurz gehalten werden. Durch die Resonatorlänge wird die Dauer der Einschwingzeit des Resonators wesentlich beeinflusst. Die Einschwingzeit wird über die Anzahl der Umläufe des Impulses im Resonator bestimmt, von ihr hängt wiederum die Dauer der erzeugten Impulse und die Höhe der Effizienz des Vorgangs ab (Fix 1995) (Urschel 1998). Wenn ein Feld im OPO resonant ist, wird dies als singly-resonant (SRO) bezeichnet, was in diesem Aufbau realisiert wurde.

Aufbau

Der Aufbau zur Erzeugung dieser Wellen ist in Abbildung 4.27 dargestellt. Dieser besteht aus drei Spiegeln, die einen Ringresonator bilden.



(a) Aufbau des OPO



(b) Ansicht des aufgebauten OPO

Abbildung 4.27: Aufbau des OPO (Amediek 2007), mit eingestrahnten Pumpstrahl und erzeugten Signal- und Idlerstrahlen. Resonator besteht aus drei Spiegeln: Einkoppelspiegel/Auskoppelspiegel und zwei Resonatorspiegeln HR @1570nm

Über den ersten Spiegel (HT 1064nm; R 80 @1570nm), der zugleich als Auskoppelspiegel dient, wird die Pumpwelle ($\parallel -pol.$) eingekoppelt. In dem Kristall wird durch die vorher beschriebene Frequenzkonversion die Signal- und Idlerwelle erzeugt. Im zweiten Spiegel wird nun die erzeugte Signalwelle (1573nm) in den

| | Wert |
|-----------------------|---|
| Cavity | ringförmig, einfach resonant für λ_{Signal} |
| Resonatorlänge | $\sim 90mm$ |
| Kristall | KTP, $(5 \times 5 \times 20)mm^3$, $\vartheta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$ |
| Phasenanpassung | nicht-kritisch, TYP II: $o \rightarrow o + e$ |
| Pumpwellenlänge | 1064,5nm |
| Signalwellenlänge | 1573nm |
| Reflektivität outp.c. | 80% |

Tabelle 4.8: Zusammenfassung der technischen Parameter des OPO-Aufbaus.

Resonator zurückgekoppelt, die Idler- (3288nm) und die Pumpwelle (1064nm) werden ausgekoppelt. Im dritten Spiegel wird ein Teil $\sim 20\%$ von der Signal-

strahlung ausgekoppelt.

4.3.1 Messungen

Der OPO wird mit dem horizontal polarisierten Nd:YAG bei einer Wellenlänge von $\lambda_p = 1064nm$ gepumpt. Die Pumppulse haben eine Länge von $\tau_{FWHM} = 6,6ns$ mit einer Repetitionsrate von 10Hz. Die gemessenen Energien sind in der Abbildung 4.32 zu sehen. Höhere Pumpenergien wurden vermieden, um den OPO sicher unterhalb der Zerstörschwelle der optischen Komponenten betreiben zu können.

Schwelle und Schwellüberhöhung²

Nach Auswertung der Messungen (siehe Abbildung 4.32) kann die Schwelle bestimmt und die Schwellüberhöhung ausgewertet werden. Wie in Abbildung 4.32 zu erkennen ist, wurde die Schwelle des OPO bei $E_p = 37mJ$ vermessen. Die ma-

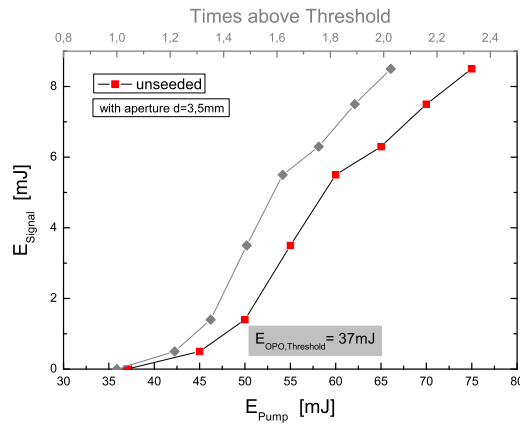


Abbildung 4.28: Abhängigkeit der Signalenergie von der Pumpenergie und Schwellüberhöhung des OPO.

ximale Energie der Signalwelle von $E_s = 8,5mJ$ wurde mit einer Pumpenergie von $E_p = 75mJ$ erreicht, was einer Effizienz (nur auf die Signalwelle bezogen) von $\eta_{p \rightarrow s} = \frac{E_s}{E_p} \cong 11\%$ und einer Konversionseffizienz von $\eta_{Konv.} \cong 16,5\%$ entspricht.

²In der Literatur unter dem Begriff *Times above Threshold* verbreitet.

In folgenden Messungen, wenn nicht anderes angegeben, wird der OPO immer mit $E_p = 70mJ$ betrieben, was einer Schwellüberhöhung von $\sim 1,8$ entspricht.

4.3.2 M^2 - Messung

Ein wichtiger Teil dieser Arbeit war die qualitative Analyse der Strahlausbreitung von OPO-Strahlung und später OPA-Strahlung. Die M^2 -Messung, mittels Kameratechnik, ist durch die ISO-Vorschrift 11146 (ISO 11146 1999) standardisiert und liefert bestmögliche Ergebnisse. Qualitative M^2 -Messung in diesem Wellenlängenbereich $\sim 1570nm$ wurden bereits von (Arisholm et al. (2004)) durchgeführt. Hierbei wurde die Messung mittels *knife edge* (s. Kapitel 4.2.2) durchgeführt. Jedoch ist diese Meßmethode nur für kreissymmetrische Intensitätsverteilungen des Profils gut geeignet. Für Profile mit unbekannter Profilform ist sie nur begrenzt aussagekräftig (ISO 11146 1999).

Ziel dieser Arbeit war die bis dato erstmalige qualitative Untersuchung mittels Kameratechnik. Hierfür wurde, im Rahmen des ESA Projekts, eine *InGaAs*-Kamera (Xenics XS, Fa. Xenics Belgien; s. Datenblatt Anhang A.3) verwendet. Die Kamera besitzt einen *InGaAs*-Detektor mit einer spektrale Bandbreite von $(0,9 - 1,7)\mu m$. Die Auflösung der Kamera beträgt (320×256) Pixel, mit einer Pixelbreite von $30\mu m$ $((9,6 \times 7,68)mm^2)$. Diese Kameratechnik existiert erst seit wenigen Jahren und steht für derartige Untersuchungen erst seit kurzem zur Verfügung.

Auf Grund der unbekannten Eigenschaften des Kamerasystems wurde im Folgenden zunächst eine Validierung mittels einer DFB-Diodenlasers (Fujitsu - FLD5F15CA-S9090) durchgeführt. Die Laserdiode $((1570,4 - 1573.3)nm, P_{cw} = 25mW, \text{ spektrale Breite (FWHM) } (3 - 10)MHz)$ besitzt einen M^2 Wert von $1 - 1,2$. Da die zu vermessende OPO und OPA gepulste Strahlung besitzen, sollte im zweiten Schritt der Validierung, der Pumplaser (Ergebnisse M^2 s. Kapitel 4.2.2) nochmals vermessen werden.

Das Kamerasystem bietet folgende Einstellmöglichkeiten:

- High Gain (HG) / Low Gain (LG) / Auto Gain - Mode
- Aussteuerungsbereich (Dynamik)
- Integrationszeit der Aufnahme
- Triggerung

Aufbau und Messung zur Validierung des *InGaAs*-Kamerasystems

Der Aufbau zur Validierungsmessung ist analog zu dem in Kapitel 4.2.2. Vor Beginn wurden die oben genannten Punkte vermessen um evtl. Einstellungsfehler, die die Messung verfälschen, zu vermeiden. Die Ergebnisse der Messung sind im Anhang B dargestellt. Hierbei stellt sich eine starke Abhängigkeit der Linearität von der Dynamik heraus. Im Bereich < 10.000 (von max. 16.000) ist die Aussteuerung der Kamera weitestgehend linear. Im Gegensatz dazu kommt es bei Messungen im Bereich > 10.000 , zu nichtlinearen Aussteuerungen, was durch eine eventuelle Sättigung erklärt werden kann. Aus diesem Grund wurden die im Folgenden gemachten Messungen, wenn nicht anders erwähnt, auf eine Aussteuerung < 10.000 festgelegt.

Validierung mit DFB-Diodenlaser

Der Aufbau zur Validierungsmessung ist analog zu dem in Kapitel 4.2.2. Bei der Messungen wurde der LG-Mode und ein Integrationszeit von $100\mu s$ eingestellt.

In Abbildung 4.29 ist das Ergebnis der M^2 -Messung des Diodenlasers zu erkennen. Als mittleres M^2 wurde ein Wert von 1,22 ermittelt. Hierbei besitzt die eine Achse einen Wert von 1,20 und die andere Achse einen Wert von 1,24. Für die Divergenz wurde ein Wert von $\theta = (6,54 \pm 0,21) mrad$ ermittelt.

Die Messung aus Abbildung 4.29 und das richtige Ergebnis des M^2 -Werts zeigen, dass die Kamera prinzipiell zur Messung von Lasern in diesem Wellenlängen-

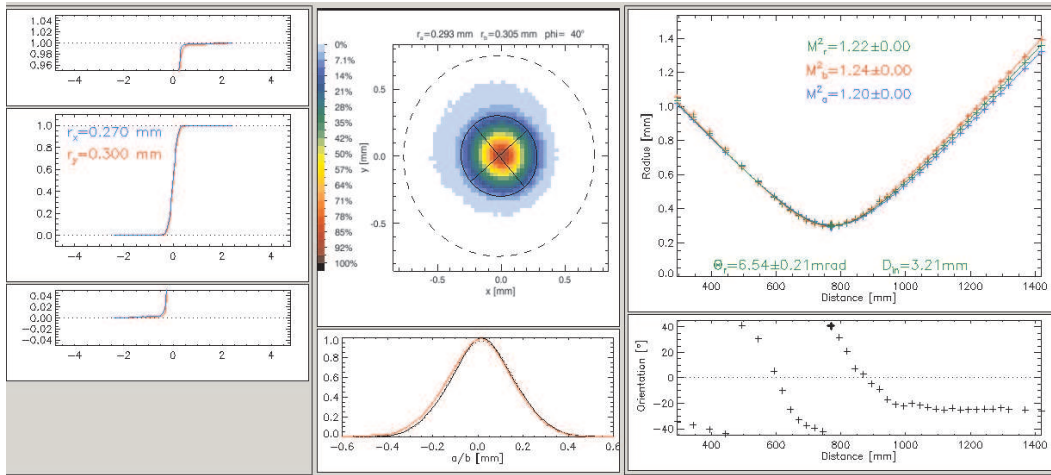


Abbildung 4.29: Auswertung der M^2 -Messung des Diodenlasers. Für die Messung wurde eine Linse ($f' = 305,39 \text{ mm}$ (@1570nm)) verwendet.

bereich geeignet ist. Wie bereits erwähnt, ist der OPO im Gegensatz zur Laserdiode gepulst. Aus diesem Grund ist eine weitere Validierungsmessung mit dem Pumplaser durchgeführt worden, da dieser ähnliche Eigenschaften bezüglich Repetitionsrate und Pulslänge besitzt.

Validierung mit Nd:YAG Laser

Der Aufbau zur Validierungsmessung ist analog zu der obigen. Bei der Messungen wurde der LG-Mode und ein Integrationszeit von $100 \mu\text{s}$ eingestellt. Des Weiteren wurde die Kamera über einen externen Trigger (Pumplaser) angesteuert und geregelt.

In Abbildung 4.30 ist das Ergebnis der M^2 -Messung des Nd:YAG Lasers zu erkennen. Als mittleres M^2 wurde ein Wert von 0,63 ermittelt, was mit der M^2 -Messung von Kapitel 4.2.2 nicht übereinstimmt. Als Ursache für den falschen Wert kommt die im Anhang B.3 festgestellt Messung in Frage. Hier wurde das Profil durch die Kamera (im Vergleich zur Coherent) immer etwas zu klein bestimmt (Gründe s. Anhang B.3), was für die M^2 -Messung wesentlich ist. Darüber Hinaus kommen Faktoren wie gepulstes System und falsche Triggerung auch in Frage.

Es wurde der Vollständigkeit halber trotzdem eine M^2 -Messung mit dem OPO

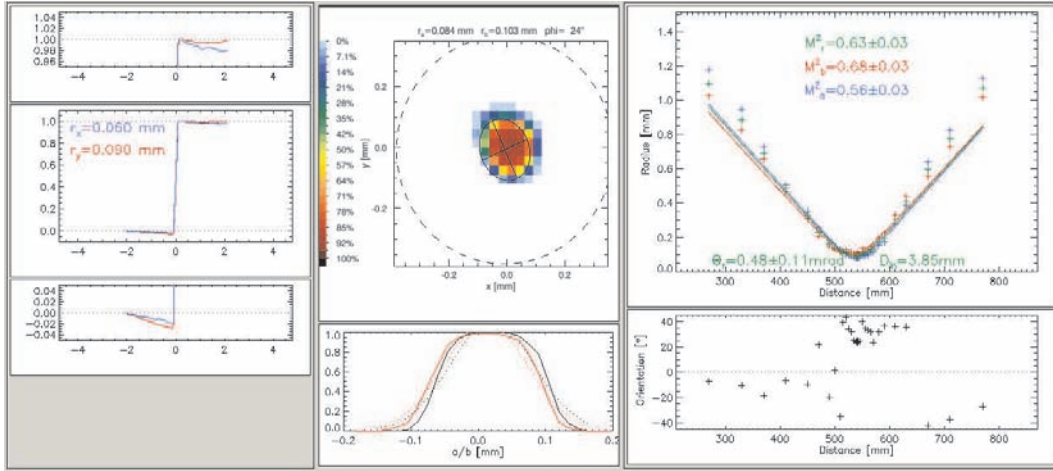


Abbildung 4.30: Auswertung der M^2 -Vergleichsmessung des Nd:YAG Lasers. Für die Messung wurde eine Linse ($f' = 1014,266\text{mm}$ (@1064nm)) verwendet.

durchgeführt.

M^2 - Messung des OPO

Der Aufbau der M^2 - Messung ist gleich zu den oben beschriebenen. Bei der Messungen wurde der LG-Mode und ein Integrationszeit von $100\mu\text{s}$ eingestellt. Des Weiteren wurde die Kamera über einen externen Trigger (Pumplaser) angesteuert und geregelt.

In Abbildung 4.31 ist das Ergebnis der M^2 -Messung des OPO zu erkennen. Als mittleres M^2 wurde ein Wert von 0,61 ermittelt, was wie erwartet absolut unrealistisch und physikalisch nicht sinnvoll ist.

Zur Zeit laufen weiter Forschungen an der Entwicklung des M^2 -Messsystems. Es sind bereits erste Vergleichsmessungen mit einem anderen Institut geplant.

Um jedoch den OPO-Strahl beschreiben zu können, wurden im Folgenden Abschätzungen über die Divergenz und das Strahlprofil durchgeführt.

Divergenzmessung

Zur Messung der Divergenz wurde die vorher erwähnte und beschriebene *InGaAs*-Kamera verwendet. Für eine Fernfeldaufnahme wurde die Kamera in den Fokus

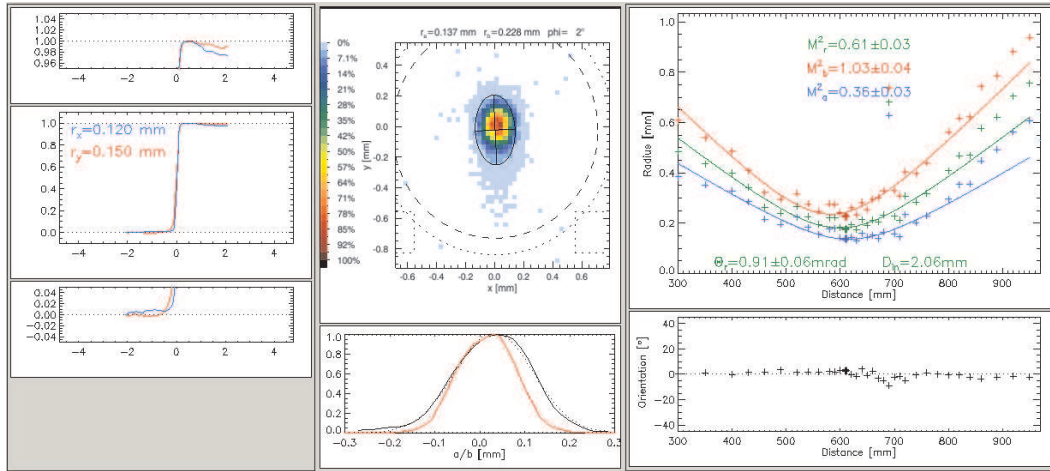


Abbildung 4.31: Auswertung der M^2 -Messung des OPO. Für die Messung wurde eine Linse ($f' = 1026,92\text{mm}$ (@1570nm)) verwendet.

einer Linse ($f = 1026,9\text{mm}$; @1570nm) gestellt (s. Abbildung 4.21). Mit der Formel

$$\theta = \frac{d}{f} \quad (4.2)$$

kann der Divergenzwinkel, durch Messung des Strahldurchmessers im Fernfeld und die Linsenbrennweite, ermittelt werden. Zu den Ergebnissen der Divergenz-

| | -Achse | ⊥-Achse |
|---|--------|---------|
| Strahldurchmesser d [mm] | 1,1 | 2,42 |
| Divergenzwinkel $\theta_0 = \frac{d}{f}$ [mrad] | 1,07 | 2,36 |

Tabelle 4.9: Auswertung der Fernfeldaufnahme, zur Ermittlung des Divergenzwinkels des OPO.

messung muss noch angemerkt werden, dass die Kamera zum Zeitpunkt der Messung Probleme mit der Dynamik der Pixel bei hohen Intensitäten hatte. Dies führte zu einem nichtlinearen Verhalten der Aussteuerung, was die Messungen des Strahldurchmessers verfälschte und somit die Divergenz.

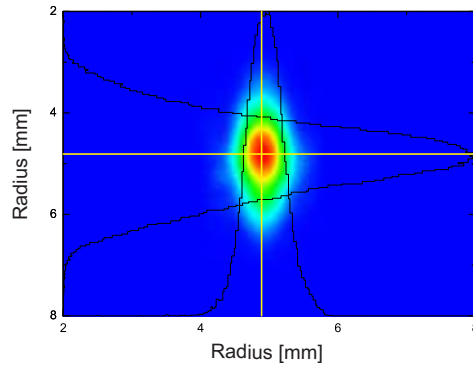


Abbildung 4.32: Fernfeldaufnahme des OPO zur Ermittlung des Divergenzwinkels der OPO-Strahlung. Die Aufnahme wurde mit Hilfe einer Linse, deren Brennweite $f = 1026,9\text{mm}$; @ 1570nm beträgt, und einer Xenics XS Kamera erstellt.

Aufnahme und Auswertung des Strahlprofils

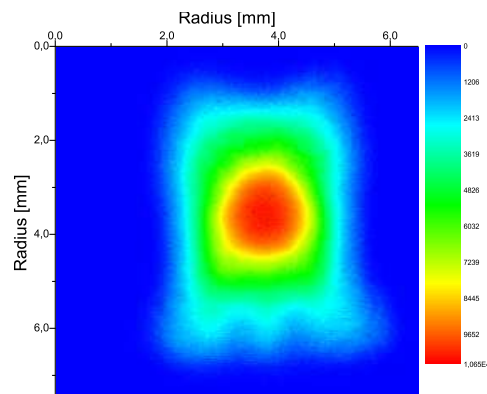


Abbildung 4.33: Aufnahme des Strahlprofils des OPO vor dem OPA. Die Abbildung wurde mit Hilfe einer Linse und einer Xenics XS Kamera erstellt.

Für die Charakterisierung des Strahlprofils stand die vorher beschriebene Xenics Kamera zur Verfügung. Das Profil des OPO wurde mit Hilfe einer Linse ($f = 305,29\text{mm}$, @ 1570nm , $\beta = -2$) vom Ort des OPA auf den Chip der Kamera abgebildet. Die beschriebenen Fehler bezüglich Durchmesserbestimmung wurden hier auch gemacht.

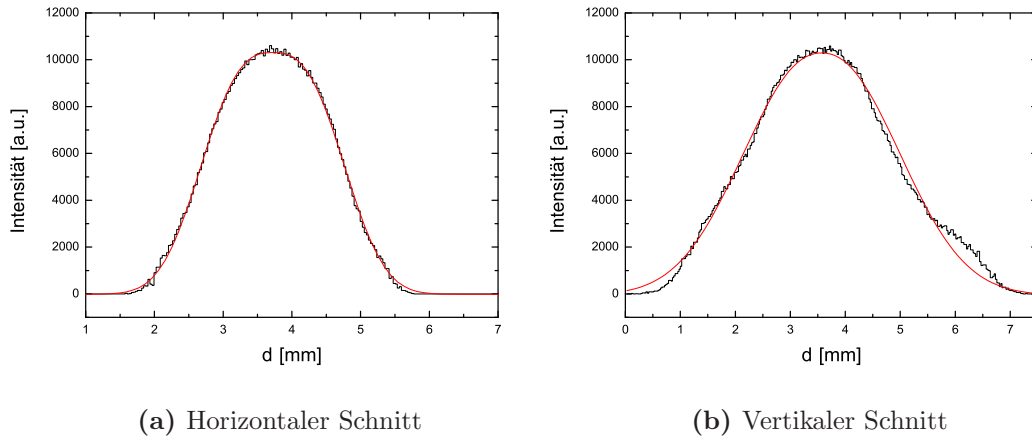


Abbildung 4.34: Zu erkennen ist die Messung des Strahlprofils am Ort des OPA. Es wurde ein horizontaler und vertikaler Schnitt ausgewertet. Das Bild wurde mit der vorher beschriebenen Xenics-Kamera aufgenommen.

In Abbildung 4.33 ist eine Aufnahme des OPO-Profils zu sehen. Die Auswertung des Profils ist in Abbildung 4.34 zu erkennen, hierzu wurde zur Auswertung ein horizontaler und vertikaler Schnitt, durch Fitten der Gleichung (3.32), analysiert und in Tabelle 4.10 zusammengefasst. Die Profile wurden durch ein Fit-Kurve

| | -Achse | ⊥-Achse |
|----------------------------------|--------|---------|
| Strahlradius $w_{\beta=-2}$ [mm] | 1,58 | 2,59 |
| Strahlradius w [mm] | 0,79 | 1,30 |
| Supergaußfaktor n | 1,4 | 1,1 |

Tabelle 4.10: In der Tabelle ist die Auswertung des Signalprofils zusammengefasst. Hierbei wurden als wesentliche Parameter der Strahlradius und der Supergaußfaktor bestimmt.

parametrisiert, um dies bei einer Simulation des OPA berücksichtigen zu können.

4.3.3 Spektrum des OPO

In Abbildung 4.35 ist das Spektrum des OPO zu erkennen, welches jeweils mit geseedeten und ungeseedeten Pumplaser aufgenommen wurde. Aus dem Spektrum kann eine Spektralbandbreite von $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,20nm$, bei einer Zentralwellenlänge $\lambda_{sc} = 1573,36nm$, entnommen werden. Des Weiteren ist keine

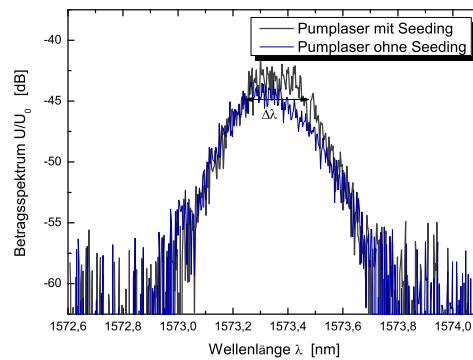


Abbildung 4.35: Spektrum des OPO, aufgenommen mit Hilfe eines Ando Optical Spektrum Analysator AQ6319. Die Messung wurde jeweils für geseedeten und ungeseedeten Pumplaser durchgeführt.

wesentliche Veränderung des Spektrums auf Grund des Seedings des Pumplasers zu erkennen.

4.3.4 Ausgangsparameter

In Tabelle 4.11 sind die wesentlichen Daten des OPO zusammengefasst. Für den OPA sollte evtl. die Divergenz mit Hilfe eines Teleskops angepasst werden. Die Ausgangsenergie von $8,5mJ$ ist für den OPA mehr als ausreichend.

| | Wert |
|---------------------------------------|------------------------|
| Wellenlänge λ [nm] | 1573,36 |
| Pulsenergie [mJ] | 8,5 |
| Polarisation | |
| Cavity-Kontrolle | ggf. Piezo |
| M^2 | bis dato nicht möglich |
| Divergenz (; \perp)-Achse [mrad] | (1,07 ; 2,36) |
| Strahldurchmesser am OPA [mm] | $\sim 3,5$ |
| Supergaußfaktor | $\sim 1,2$ |

Tabelle 4.11: Zusammenfassung der wesentlichen Ausgangsparameter des OPO-Systems.

4.4 OPA - Optisch parametrischer Verstärker

Für das geplante satellitengestützte Messsystem sind Energien von ca. $(30 - 50)mJ$ nötig. Dieser Energiebereich kann durch OPOs auch ohne Verstärkung erreicht werden (Webb et al. (1998)). Nachteil solcher Hochenergie OPOs ist jedoch die Verschlechterung der spektralen Reinheit und des Strahlprofils auf Grund der hochenergetischen Konversion. Aus diesem Grund gilt es im Folgenden die Einsatzmöglichkeiten eines OPO/OPA-Systems zu charakterisieren und zu überprüfen. Bei der Einstellung und Charakterisierung des OPO ergab sich eine maximale Ausgangsenergie von $8,5mJ$. Zur Verstärkung soll ein *optisch parametrischer Verstärker*³ eingesetzt werden. Der OPA funktioniert prinzipiell wie der vorher beschriebene OPO, jedoch ist hier die Signalwelle bei der Frequenzkonversion bereits anwesend. Dies kann auch als ein *Injection Seeding*-Prozess angesehen werden. Die eingestrahlte Signal- bzw. Seedwellenlänge wird durch den Gain des Kristalls verstärkt. Der wichtigste Unterschied zum OPO-System ist jedoch, dass kein Resonator benötigt wird. Als nichtlineares Medium werden KTA-Kristalle

³Engl.: optical parametric Amplifier, OPA.

(siehe Grundlagenkapitel 3.2.3) mit kritischer Phasenanpassung verwendet. Als Energiequelle dient der vorher beschriebene Pumplaser. Bei dem Verstärkungsprozess wird der Pumpuls (1064nm) zu Gunsten des Signalpulses (1573nm) abgebaut und verstärkt. Dies entspricht auch dem Photonenbild, welches in Abbildung 3.3 dargestellt ist, bei dem die Pumpwelle in Signal- und Idlerwelle zerlegt wird.

| | Wert |
|-------------------|---|
| Kristalle | KTA, $(5 \times 5 \times 15) \text{ mm}^3$, $\vartheta = 74,75^\circ$, $\phi = 0^\circ$ |
| Phasenanpassung | kritisch, TYP II: $o \rightarrow o + e$ |
| Pumpwellenlänge | 1064,5nm |
| Signalwellenlänge | 1573nm |
| Idlerwellenlänge | 3288nm |

Tabelle 4.12: Zusammenfassung der technischer Parameter des OPA-Aufbaus.

Aufbau

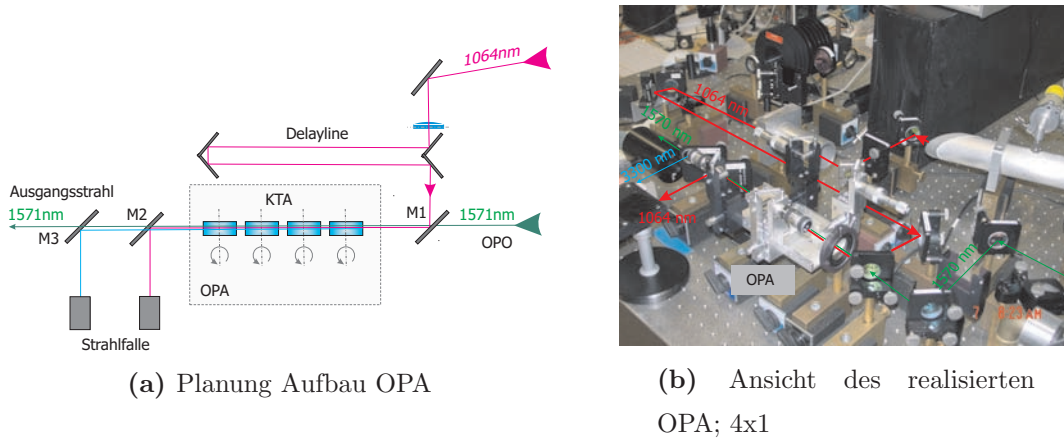


Abbildung 4.36: Aufbau des OPA, mit eingestrahltm Pump- und Signalstrahl.

Für den OPA wurde, wie im Kapitel 3.2.2 beschrieben, eine kritische Phasenanpassung des Kristalls gewählt. Hierbei ist die Winkeljustage im Gegensatz zur nicht kritischen Anpassung wesentlich aufwändiger.

Die Winkelakzeptanz des Kristalls beträgt $8,5 \text{ mrad} \cdot \text{cm}$ (entspricht FWHM, aus Tabelle 3.3 entnommen). Bei einer Kristalllänge von $1,5 \text{ cm}$ ergibt dies eine Gesamtwinkelakzeptanz von $\Delta\vartheta_{KTA} = 0,32^\circ$. Die berechnete Gesamtwinkelakzeptanz ist für das Medium (KTA Kristall) definiert. Die Winkelakzeptanz außerhalb des Kristalls ergibt einen Wert von $\Delta\vartheta_{Luft} = \arcsin\left(\frac{1,786546627}{1} \sin(0,32^\circ)\right) = 0,57^\circ$. Um eine ausreichend hohe Auflösung der Winkeleinstellung zu erreichen, wurde die Winkelauflösung auf $1/10$ der Winkelakzeptanzbreite festgelegt.

In Abbildung 4.37 (b) ist der Aufbau zur Winkeleinstellung zu sehen. Der Kristall wird durch einen Hebel getragen. Der Hebel wird durch eine Mikrometerschraube gedreht (s. Abbildung 4.37 (b)). Die oben festgelegte Auflösung kann durch die Mikrometerschraube leicht erreicht werden und ist somit ausreichend.

Der gesamte mechanische Aufbau des OPA ist in Abbildung 4.36 dargestellt. In dem ersten Spiegel M1 (HT 1570nm; HR 1064nm $45^\circ p-pol.$) werden Pump- und

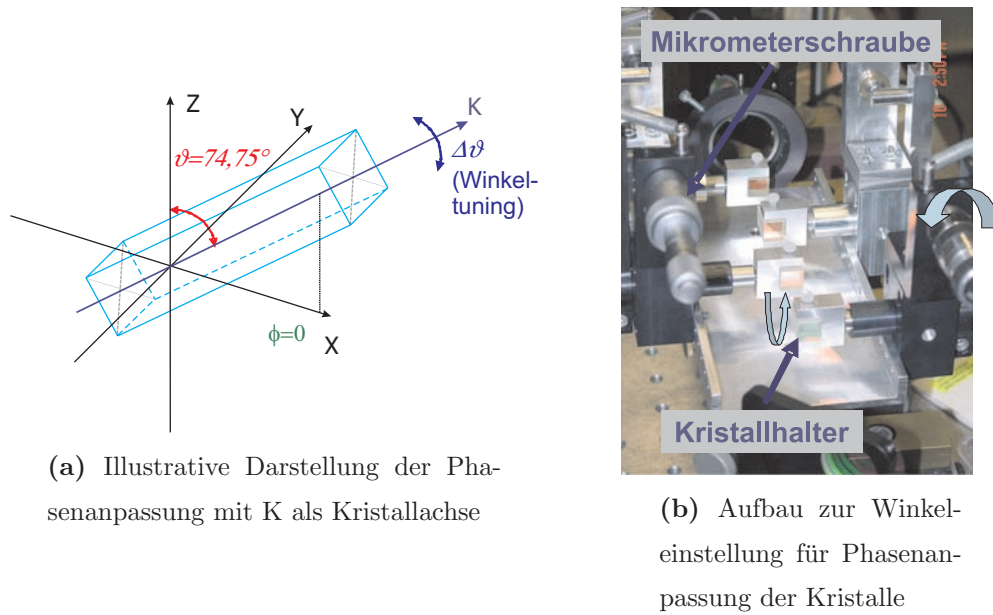


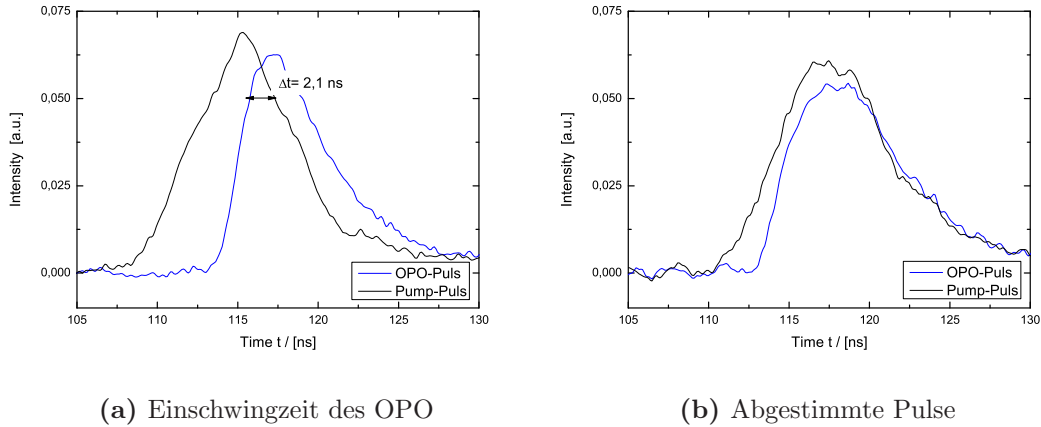
Abbildung 4.37: In der linken Abbildung ist das Prinzip der Phasenanpassung gezeigt. In der rechten Abbildung ist der realisierte Aufbau zu erkennen.

Signalstrahlung überlagert und in den OPA eingekoppelt. Um die Energie der Signalstrahlung messen zu können, wird diese nach dem Durchgang durch den OPA an dem zweiten Spiegel M2 (HT 1570nm; HR 1064nm $45^\circ p - pol.$) von der Pumpwelle getrennt. Die Idlerstrahlung (3288nm, $s-pol.$) wird am dritten Spiegel M3 (HT 1570nm; HR 1064nm $45^\circ p - pol.$, HR 3288nm, $45^\circ s - pol.$) getrennt.

Im Folgenden wird die gesamte Abstimmung des OPAs (s. Abbildung 4.36) beschrieben, darauf folgen die Messungen und die Auswertung des OPAs.

Optimierung der Delay line

Für den Pumpprozess und somit für die maximale Verstärkung des OPA ist es wichtig, dass der Pumpimpuls und der Signalpuls des OPO gleichzeitig am OPA ankommen.



(a) Einschwingzeit des OPO

(b) Abgestimmte Pulse

Abbildung 4.38: Messung der Pulse, mit Hilfe einer InGaAs-Photodiode. In (a) Messung der Pulse (Signal- und Pumpimpuls) vor der Delay line und in (b) hinter der Delay line am Spiegel M1.

Wie vorher beschrieben besitzt der OPO eine gewisse Einschwingzeit, die in unserem Fall zu ca. $2,1 \text{ ns}$ gemessen wurde (s. Abbildung 4.38 (a)). Zur Kompensation dieses Effekts musste eine Verzögerungsstrecke⁴ von $\sim 63 \text{ cm}$ aufgebaut werden (s. Abbildung 4.36).

⁴Engl.: Delay line.

Messungen am OPA

Für die Messungen stehen vier KTA-Kristalle zur Verfügung, welche durch einen geeigneten Aufbau die benötigte Verstärkung liefern sollen. Hierbei steht im Fokus die Untersuchung von

- Verstärkung (Gain) für jeden und für Kombinationen der Kristalle
- Sättigungsverhalten
- Zeitverhalten der Verstärkung und deren Auswirkung auf z.B. Pulsform
- Einfluss des Verstärkungsprozesses auf das Strahlprofil

Für diese Messungen sind prinzipiell mehrere Aufbauvarianten denkbar, welche auch im Laufe der Arbeit vermessen werden sollten. Bei den Messungen wurde mit einem Einkristallsystem begonnen, welches später auf verschiedene Mehrkristallsysteme erweitert wurde. Für die einfachere Beschreibung der Mehrkristallsysteme wurde die folgende Nomenklatur verwendet:

Ein $[\times]$ beschreibt den Kristalldurchgang ohne Auskopplung. Das Symbol $[\backslash^{Idler}]$ steht für einen Auskoppelspiegel (Idlerwelle) nach einem Kristall. Ein System mit der Nomenklatur $[1 \times \backslash^{Idler}(2 \times 3)]$ besteht somit aus dem ersten Kristall, dem Auskoppelspiegel für die Idlerwelle und zwei darauffolgende Kristalle.

Es wurden die folgenden Kristallkonfigurationen vermessen:

- Einkristallsystem
- Mehrkristallsysteme
 - $[1 \times 2 \times 3]$
 - $[1 \times 2 \times 3 \times 4]$
 - $[(1 \times 2) \backslash^{Idler} \times 3]$
 - $[(1 \times 2) \backslash^{Idler} (3 \times 4)]$
 - $[1 \times \backslash^{Idler}(2 \times 3)]$

4.4.1 Vermessung des Einkristallsystems

Messung der Verstärkung

Begonnen wurden die Untersuchungen mit der Vermessung des ersten Kristalls. Zur Messung der Verstärkung (Gain) wurde die Pumpenergie, bei konstanter Signalenergie des OPO ($6,0\text{mJ}$), schrittweise von 75mJ auf 150mJ erhöht, wie in Abbildung 4.39 zu erkennen ist. Um eine eventuelle Sättigung des Konversionsprozesses zu erkennen, wurde die Messung mit verschiedenen Signalenergien ($2,0\text{mJ} - 6,0\text{mJ}$) nochmals durchgeführt. Die Signalenergie des OPO wurde mit verschiedenen Graufiltern vor der Einkopplung variiert.

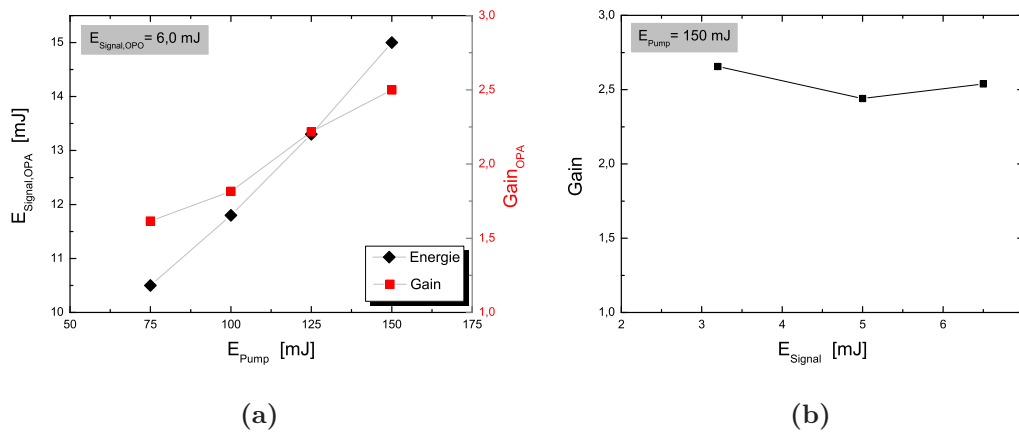


Abbildung 4.39: Messung der Verstärkung des OPA: (a) als Funktion der Pumpenergie, mit konstanter Eingangssignalenergie von 6mJ . (b) als Funktion der Signalenergie, mit einer konstanten Pumpenergie von 150mJ .

Die in Abbildung 4.39 (a) dargestellte Messung zeigt die Abhängigkeit der Signalenergie von der Pumpenergie, des Weiteren wurde die Verstärkung (rot) für diese Kurve berechnet. Beide Kurven zeigen im Rahmen der Messgenauigkeit ein lineares Verhalten. Die Verstärkung variierte von $1,6 - 2,5$ mit einer erzielten Signalenergie von $(10,5 - 15,0)\text{mJ}$. Der Maximalwert wurde mit einem Gain von $2,5$ bei einer Signalenergie von $15,0\text{mJ}$ ($@E_{\text{Pump}} = 150\text{mJ} \wedge E_{\text{Signal,OPA}} =$

$6,0mJ$) ermittelt. In diesem Bereich wurde die Sättigungsmessung (s. Abbildung 4.39 (b)) durchgeführt, da ein solcher Effekt hier am Deutlichsten ist. Die Messung ergab Verstärkungen zwischen $2,65 - 2,5$ bei variierten Signalenergien zwischen $(3,2 - 6,5)mJ$ ($@E_{Pump} = 150mJ$). Die Messung zeigte im Rahmen der Messgenauigkeit für die Verstärkung ein konstantes Verhalten. Der leichte Anstieg bei geringerer Eingangssignalenergie kann somit nicht eindeutig auf eine Sättigung zurückgeführt werden.

Messung der Phasenangepassungskurve

In Abbildung 4.40 ist die Messung der Phasenanpassung zu erkennen. Für die Messung wurden Pump- und Signalenergie bei $150mJ$ und $5,5mJ$ konstant gehalten. Der Kristallwinkel wurde durch die Mikrometerschraube eingestellt. Diese wurde in $100\mu m$ und im Verstärkungsbereich in $50\mu m$ Schritten durchgeföhren, das einer Winkelschrittweite von $\sim 0,1^\circ$ und $\sim 0,6^\circ$ entspricht. Die rote Kur-

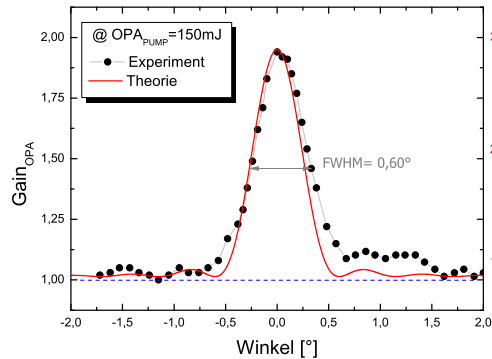


Abbildung 4.40: Abhängigkeit der Verstärkung vom Phasenanpassungswinkel für einen Kristall. Die rote Kurve stellt die simulierte Phasenanpassungskurve dar.

ve in 4.40 zeigt die simulierte Phasenanpassungskurve. Bei Vergleich der Messung mit der simulierten Kurve konnte eine gute Übereinstimmung ermittelt werden. Der berechnete Wert (s. oben) für die Winkelakzeptanz (FWHM) ist $\Delta\vartheta_{Theorie} = 0,57^\circ$, das mit der Messung, im Rahmen der Messgenauigkeit, von

$\Delta\vartheta_{Exper} = 0,6^\circ$ hervorragend übereinstimmt.

Anpassung des Signalstrahldurchmessers

Der Signalstrahldurchmesser beträgt, wie in Tabelle 4.10 zusammengestellt, ca. $(1,6-2,6)mm$ und die Divergenz ca. $(1,1-2,4)mrad$. Um eine optimale Strahlanpassung zwischen Pump- und Signalstrahl zu finden, wurden Teleskope nach dem Prinzip des Galileo Fernrohrs verwendet. Der Zusammenhang zwischen Strahlaufweitung und Eingangsstrahl ist (Röder 2008),

$$\frac{w}{w_0} = \frac{\theta_0}{\theta} = \frac{f_2}{f_1} = V \quad (4.3)$$

mit f_1 und f_2 als Brennweiten der Linsen, w und w_0 als Strahlradius, θ und θ_0 als Divergenzwinkel nach und vor der Anpassung. Somit folgt, dass der Strahlradius um den Faktor V vergrößert oder verkleinert wird. Bei Aufweitung bzw. Verkleinerung des Strahls um den Faktor V wird die Divergenz um V kleiner bzw. größer.

Für den Aufbau des Teleskops stand eine Mikrobank zur Verfügung. Um einen möglichst großen Bereich der Strahlaufweitung testen zu können, wurden Linsen mit den Brennweiten von $(-79,45; 100,52; 126,48)mm$ (@1570nm) verwendet. Die resultierenden möglichen Aufweitungen sind in Tabelle 4.13 zusammengestellt.

| Teleskope | V_1 | V_2 | V_3 | V_4 |
|-------------------|-------|-------|-------|-------|
| $\frac{f_2}{f_1}$ | -0,8 | -0,6 | -1,3 | -1,6 |

Tabelle 4.13: Zusammenstellungen der möglichen Teleskopvergrößerungen.

Um eine möglichst gute Kollimation der eingebauten Teleskope zu erhalten, wurden der Fernfelddurchmesser, nach einer Linse ($f = 1026,9mm$; @1570nm), mit der vorher beschriebenen Xenics Kamera aufgenommen und minimiert.

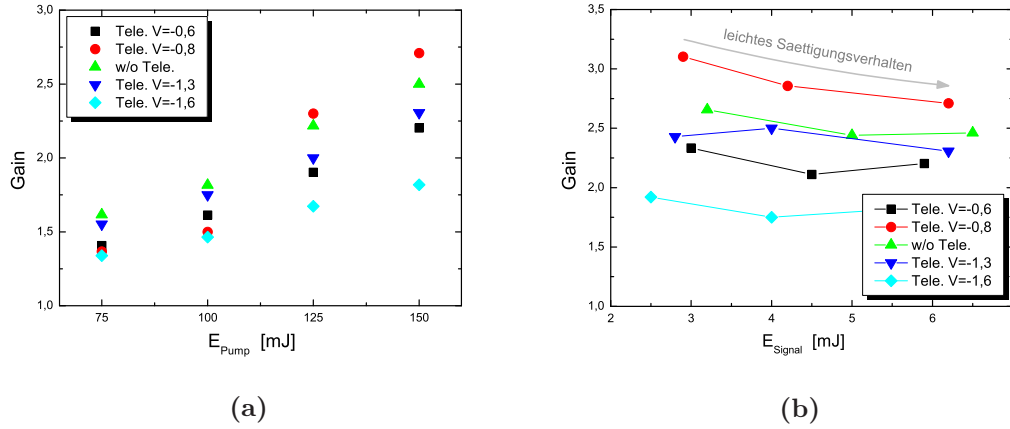


Abbildung 4.41: Messung der Verstärkung des OPA für verschiedene Teleskope: (a) als Funktion der Pumpenergie, mit konstanter Eingangssignalenergie von $6mJ$. (b) als Funktion der Signalenergie, mit einer konstanten Pumpenergie von $150mJ$ (zur besseren Sichtbarkeit wurden die Messpunkte verbunden).

In Abbildung 4.41 sind die Ergebnisse der Messungen mit verschiedenen Teleskopen dargestellt. Bei Teilmessung (a) wurde die Verstärkungskurve (mit konstanter Signaleingangsenergie von $3mJ$) bei verschiedenen Pumpenergien, jeweils für die möglichen Teleskopaufweitungen, vermessen. Im Graphen (b) wurde die Verstärkung in Abhängigkeit der Signaleingangsenergie gemessen, hierbei wurde die Pumpenergie bei $150mJ$ konstant gehalten.

Ein Optimum der Verstärkung zeigte sich mit dem Teleskop der Vergrößerung ($V_1 = -0,8$), wie der Abbildung 4.41 entnommen werden kann. Ein Grund hierfür kann auch eine nicht optimale Kolimation des unangepassten Signalstrahls sein. Dieses Ergebnis wird auch durch Abbildung 4.42 bestätigt, bei der die Verstärkung als Funktion der Signalstrahlanpassung dargestellt ist.

In Abbildung 4.42 erreicht die Verstärkung einen Maximalwert von über 3, bei einer Eingangssignalenergie von $\sim 3mJ$ ($@E_{Pump} = 150mJ$). Wie aus Abbildung 4.41 (b) hervorgeht, sinkt jedoch die Verstärkung, für die Vergrößerung von $V = -0,8$, mit steigender Signalenergie von 3,1 auf 2,7. Dieser Effekt kann durch Sättigungsverhalten erklärt werden.

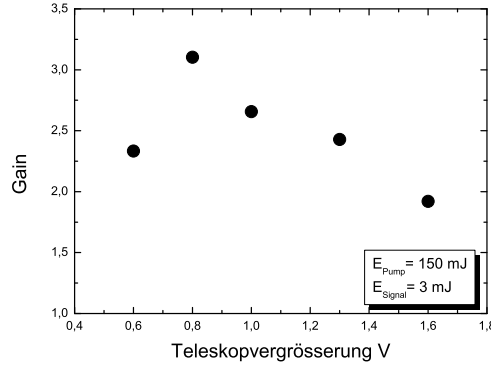


Abbildung 4.42: Abhängigkeit der Verstärkung von der Teleskopvergrößerung V , für vier verschiedene Teleskopkonfigurationen.

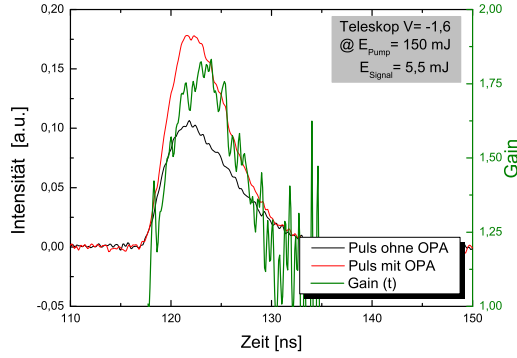
Untersuchung des Zeitverhaltens der Verstärkung

Zur Messung des Zeitverhaltens der Verstärkung wurde eine ausreichend schnelle InGaAs-Photodiode (s. Anhang: Datenblatt) verwendet. Die Signalspannung der Diode ist proportional zur Leistung $U_{Diode}(t) \sim P_{Puls}(t)$, womit der zeitliche Verlauf der Verstärkungskurve mit $Gain(t) = \frac{P_{Puls,OPA}}{P_{Puls,OPO}} = \frac{U_{Diode,OPA}}{U_{Diode,OPO}}$ dargestellt werden kann. Um die Gesamtverstärkung ermitteln zu können, wird die Energie der Pulse durch $E_{Puls} \sim \int P_{Puls}(t) \cdot dt$ ermittelt. Somit kann man für die Gesamtverstärkung des OPA schreiben:

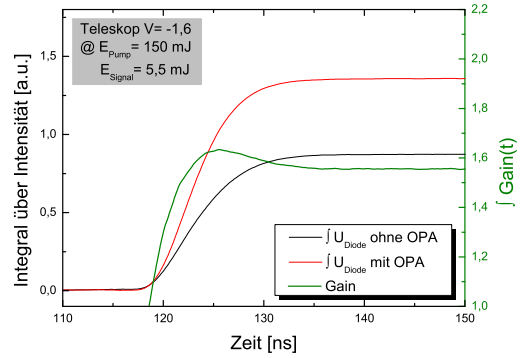
$$Gain_{gesamt} = \int Gain(t) \cdot dt = \frac{\int P_{Puls,OPA}(t) \cdot dt}{\int P_{Puls,OPO}(t) \cdot dt} = \frac{\int U_{Diode,OPA}(t) \cdot dt}{\int U_{Diode,OPO}(t) \cdot dt} \quad (4.4)$$

Die Gleichung (4.4) hängt nur noch von direkt gemessenen Größen ab und erlaubt somit die Berechnung der Gesamtverstärkung.

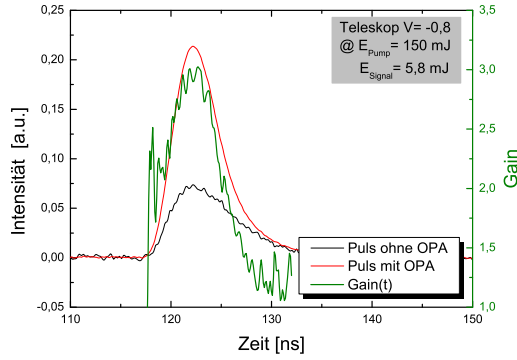
Um etwaige Unterschiede im Zeitverhalten feststellen zu können, wurden hierfür die Konfigurationen mit dem 1,6– und 0,8–Teleskop aufgebaut. Die ausgewerteten Messungen sind in Abbildung 4.54 zu sehen. In (a) und (c) ist die Verstärkung (rot) des OPO-Signal-Pulses (schwarz) zu erkennen. Hierbei entspricht die grüne Kurve dem zeitlichen Verlauf der Verstärkung.



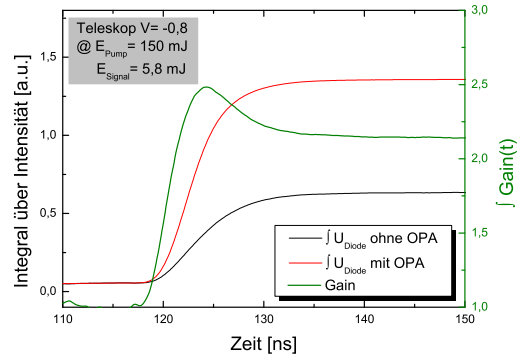
(a) OPO Puls ohne und mit OPA ($V = -1,6$)



(b) Integrale der Pulse ohne und mit OPA ($V = -1,6$)



(c) OPO Puls ohne und mit OPA ($V = -0,8$)



(d) Integrale der Pulse ohne und mit OPA ($V = -0,8$)

Abbildung 4.43: Messung des OPO-Signal-Pulses vor und nach der Verstärkung durch den OPA. Der Signalstrahl wurde durch die Teleskope mit den Vergrößerungen $V=-0,8$ und $V=-1,6$ aufgeweitet.

Für die Graphen in (b) und (d) wurden die Integrale und die Gesamtverstärkung der Messungen aus (a) und (c) berechnet. Für die Ermittlung der Gesamtverstärkung wurde Gleichung (4.4) benutzt. Der leichte Überschwinger der Gesamtverstärkungskurve kann mit einer geringen Fehlanpassung der Delay line erklärt werden. Die errechnete Gesamtverstärkung von $\sim 1,6$ und $\sim 2,4$ für die Teleskope $V = -0,8$ und $V = -1,6$, stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Messungen aus Abbildung 4.41 überein. Diese wurde in Tabelle 4.14 nochmal zur besseren

Übersicht zusammengestellt.

| | | |
|--------------------------------------|------------|------------|
| Teleskope | $V = -0,8$ | $V = -1,6$ |
| Verstärkung (direkte Energiemessung) | 2,7 | 1,8 |
| Verstärkung (integraler Zeitverlauf) | 2,4 | 1,6 |

Tabelle 4.14: Zusammenstellung der Verstärkungen, der Direktmessung und über die integrierten Pulse.

Untersuchung der Effizienz des Einkristallsystems

Um eine Aussage über den Wirkungsgrad des Einkristall-OPA-System machen zu können, wird im Folgenden die Effizienz des Verstärkungsvorgangs untersucht. Hierzu wird die Effizienz als Größe zum Vergleich genommen. Die Effizienz ist definiert als

$$\eta_{OPA} := \frac{E_{Signal,OPA} - E_{Signal,OPO}}{E_{Pump}} \quad (4.5)$$

mit $E_{Signal,OPA}$ als gesamte Signalenergie am OPA Ausgang, $E_{Signal,OPO}$ als zugeführte Eingangssignalenergie und E_{Pump} als zugeführte Pumpenergie. Die Effizienz η_{OPA} beschreibt die durch den Verstärkungsprozess erzeugte Signalenergie auf Grund der Konversion, ohne Berücksichtigung der erzeugten Idlerenergie.

Wie Abbildung 4.44 zu entnehmen ist, ist bei niedrigen Energien die Effizienz für den Aufbau ohne Teleskop am Höchsten, hier wird ein Wert von $\eta_{OPA} \sim 5,5\%$ erreicht. Bei höheren Pumpenergien steigt jedoch die Effizienz des Aufbaus mit dem Teleskop $V = -0,8$, hier wird ein Wert von $\eta_{OPA} \sim 7\%$ ($@E_{Pump} = 150mJ$) erreicht. Im Gegensatz dazu wird beim Aufbau ohne Teleskop ein Wert von $\eta_{OPA} \sim 5,7\%$ ($@E_{Pump} = 150mJ$) erreicht. Dieses Ergebnis stimmt auch mit den oben gemachten Messungen überein, die ein Optimum der Konversion bei einer Teleskopkonfiguration (s. Abbildung 4.42) mit $V = -0,8$ ($@E_{Pump} = 150mJ$) zeigten.

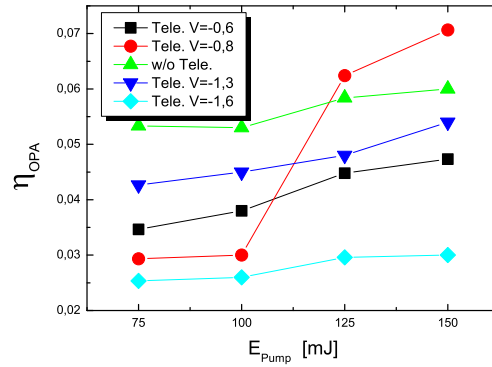


Abbildung 4.44: Abhängigkeit der Effizienz von der Pumpenergie, für verschiedene Teleskope.

4.4.2 Vermessung der Mehrkristallsysteme

Um die angestrebte Verstärkung bzw. Energie erreichen zu können, müssen mehrere Kristalle eingesetzt werden. Im Folgenden sollen die Möglichkeiten eines solchen Aufbaus analysiert und charakterisiert werden.

Die KTA-Kristalle werden, wie oben beschrieben, mit kritischer Phasenanpassung eingesetzt. Wie im Kapitel 3.2.2 gezeigt, laufen hierbei Energiefluss und Wellenvektor auseinander. Aus diesem Grund werden die Kristalle Walk-off kompensiert aufgebaut. Ein solcher Aufbau ist in Abbildung 4.45 (b) dargestellt. Bei

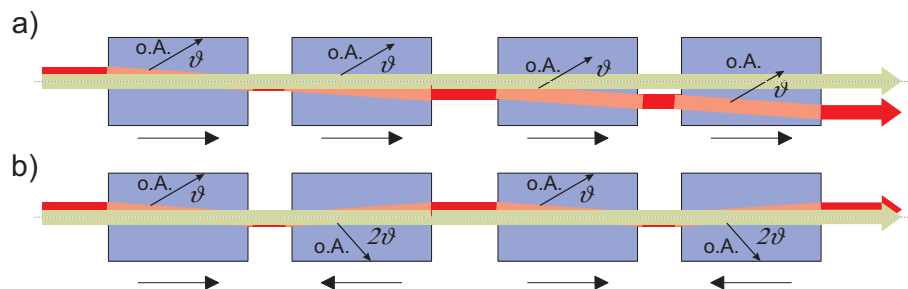


Abbildung 4.45: Schematischer Aufbau eines Zweikristallsystems, zur Kompensation des Walk-off-Effekts. In dem oberen Aufbau ist ein unkompensiertes und im unteren Aufbau ein kompensiertes System zu erkennen (Fix 1995).

einem unkompensierten Aufbau würde es bei einer Reihenschaltung (s. Abbildung

4.45 (a)), wegen dem Walk-off, zu einer beschränkten Wechselwirkungslänge kommen. Auf Grund dieses Effekts würde der Gain für die darauf folgenden Kristalle abnehmen, da immer weniger Energie im Wechselwirkungsbereich zur Verfügung steht. Dieser Effekt wird dadurch kompensiert, dass der darauffolgende Kristall unter einem 2ϑ -Winkel, zur optischen Achse, eingebaut wird und somit der Walk-off in die entgegengesetzte Richtung läuft, wie es in Abbildung 4.45 (b) dargestellt ist.

- Aufbau $[1 \times 2 \times 3]$

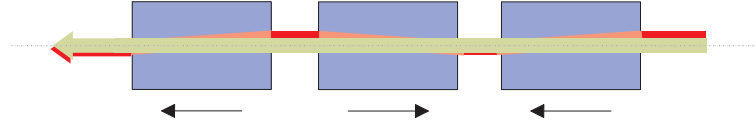


Abbildung 4.46: Schematischer Aufbau des vermessenen Dreikristallsystems $([1 \times 2 \times 3])$.

Im Folgenden wurde der Aufbau $[1 \times 2 \times 3]$ vermessen, d.h. alle drei Kristalle direkt hintereinander angeordnet. Ein vergleichbares System wurde bereits durch (Arisholm et al. (2004)) aufgebaut. Die Messungen wurden analog zum Einkristallsystem durchgeführt.

Messung der Verstärkung

Die Messung der Signalenergie bzw. der Verstärkung (Gain) wurde unter den gleichen Voraussetzungen wie beim Einkristallsystem durchgeführt. In Abbildung 4.47 sind die Graphen für die Signalenergie und Verstärkung in Abhängigkeit der Pumpenergie zu erkennen. Die Kurven wurden für jeden Kristall ermittelt, indem die Kristalle nacheinander ins Verstärkungsmaximum gedreht wurden.

Die in Abbildung 4.47 (a) dargestellte Messung zeigt die Abhängigkeit der Signalenergie von der Pumpenergie für alle drei Kristalle. Die Verstärkung des ersten Kristalls variierte von $1,60 - 2,54$ mit einer erzielten Signalenergie von $(10,5 - 15,0)mJ$ ($@E_{Signal,OPO} = 5,8mJ$). Für den zweiten Kristall wurden Verstärkungen von $2,47 - 5,33$, mit einer Signalenergie von $(15,3 - 32,0)mJ$ ($@E_{Signal,OPO} = 6,2mJ$), ermittelt. Der dritte Kristall zeigte Verstärkungen von $3,19 - 6,35$ mit $E_{Signal} = (18,2 - 36,2)mJ$ ($@E_{Signal,OPO} = 5,7mJ$). Die erzielten Maximalwerte wurden in Tabelle 4.15 zusammengestellt.

Um eine evtl. Sättigung des Konversionsprozesses zu erkennen, wurde die Messung mit verschiedenen Signalenergien ($2,6mJ - 6,0mJ$), bei konstanter Pump-

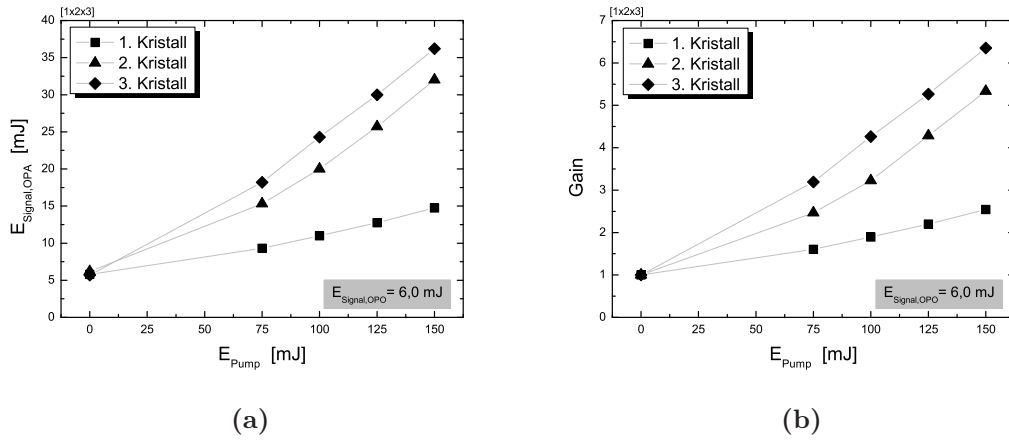


Abbildung 4.47: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Pumpenergie. Bei beiden Messungen wurde die Signalenergie des OPO bei 6 mJ konstant gehalten.

energie (150 mJ), für die einzelnen Kristalle nochmals durchgeführt (s. Abbildung 4.48).

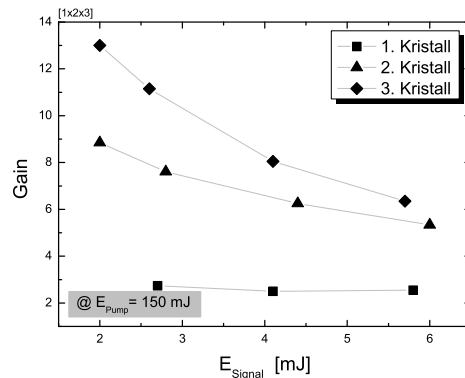


Abbildung 4.48: Abhängigkeit der Verstärkung für verschiedene Werte der Signalenergie.

Wie in Abbildung 4.48 zu erkennen ist, ist die Verstärkung erwartungsgemäß für den ersten Kristall unabhängig von der Signalenergie (vgl. Abbildung 4.39 (b)). Mit steigender Kristallanzahl ergibt sich jedoch eine immer stärkere Abhängigkeit der Verstärkung von der Signalenergie. Dies wird in Abbildung 4.49 verdeut-

licht und bestätigt diesen Zusammenhang. Der Übersichtlichkeit halber wurden die einzelnen Signalenergien in Tabelle 4.15 zusammengefasst.

| Kristall | Nr. 1 | Nr. 2 | Nr. 3 |
|---|-------|-------|-------|
| Verstärkung @ $E_{Signal,OPO} \sim 6mJ$ | 2,54 | 5,33 | 6,35 |
| Verstärkung pro Kristall | 2,54 | 2,10 | 1,20 |
| Verstärkung @ $E_{Signal,OPO} \sim 2,6mJ$ | 2,74 | 7,60 | 11,15 |
| Verstärkung pro Kristall | 2,74 | 2,77 | 1,46 |
| Verstärkung @ $E_{Signal,OPO} \sim 2,0mJ$ | 2,97 | 8,85 | 13,00 |
| Verstärkung pro Kristall | 2,97 | 2,97 | 1,47 |

Tabelle 4.15: Zusammenstellung der Maximalverstärkungen ($@E_{Pump} = 150mJ$) des $[1 \times 2 \times 3]$ -Systems.

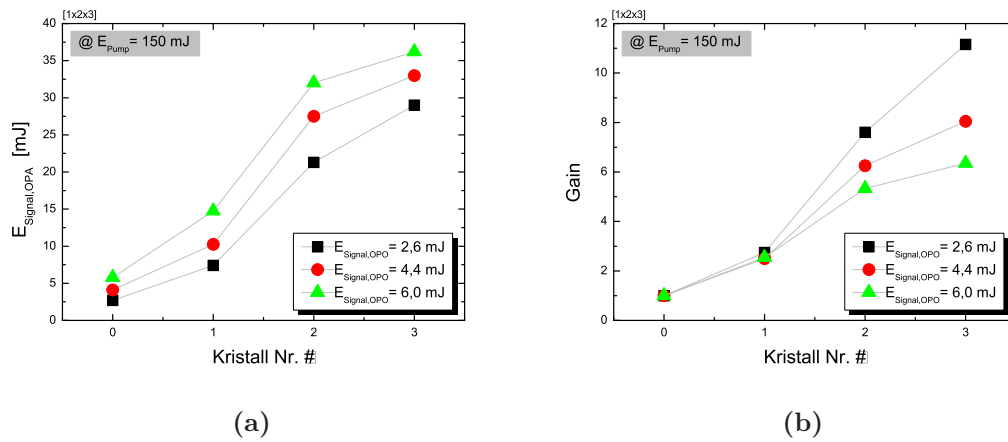


Abbildung 4.49: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Kristallanzahl. Bei beiden Messungen wurde die Pumpenergie bei $150mJ$ konstant gehalten.

Wie in Abbildung 4.39 zu erkennen ist und aus der Tabelle 4.15 hervorgeht, ist die Verstärkung eine Funktion der Pumpenergie. Bei niedrigen Signalenergien,

im Verhältnis zur Pumpenergie, kann der Abbau der Pumpenergie vernachlässigt werden. Wenn jedoch die Signalenergie, wie in unserem Fall, in der Größenordnung der Pumpenergie ist ($E_{Signal,OPO} \sim 6mJ$ und $E_{Pump} \sim 150mJ$), gilt dies nicht mehr. Für die abgebaute Pumpenergie auf Grund der Konversion gilt

$$\Delta E_{Pump} = \Delta E_{Signal} + E_{Idler} \quad (4.6)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (3.15) (Energieerhaltung) kann man für die abgebaute Energie schreiben:

$$\Delta E_{Pump} = \frac{\lambda_S}{\lambda_P} \Delta E_{Signal} \cong 1,5 \cdot \Delta E_{Signal} \quad (4.7)$$

mit $\Delta E_{Signal} = (V_K(E_{Pump}) - 1)E_{Signal,OPO}$ ⁵. Somit können die Verstärkungen unter Berücksichtigung des Abbaus der Pumpenergie⁶ abgeschätzt werden.

In Abbildung 4.50 sind die gemessenen Verstärkungen mit den berechneten Verstärkungskurven dargestellt. Hierbei ist die blaue Kurve der Fit für die Verstärkung des ersten Kristalls. Die grüne und rote Kurve entsprechen der Verstärkung des zweiten und dritten Kristalls, unter Berücksichtigung des Pumpabbaus. Die Messung der Verstärkung des zweiten Kristalls stimmt im Rahmen der Messgenauigkeiten auch mit der roten Kurve gut überein, was auch mit den Werten aus Tabelle 4.15 konform ist. Für den dritten Kristall weicht jedoch die Messung stark von der berechneten Verstärkung ab. Dies kann auch der Tabelle 4.15 entnommen werden. Ursache hierfür ist vermutlich Sättigung im dritten Kristall. Allerdings kann eine evtl. Fehljustage des Aufbaus auch nicht völlig ausgeschlossen werden.

Messung der Phasenanpassung

In Abbildung 4.51 ist die Messung der Phasenanpassung zu erkennen. Für die Messung wurde die Pump- und Signalenergie des OPO bei $150mJ$ und $5,5mJ$

⁵Mit $V_K(E_{Pump})$ als Kristallverstärkung, die abhängig von der Pumpenergie ist. Sie kann direkt gemessen werden.

⁶Mit den Kristallverstärkungen $V_{K1}(E_{Pump})$ und $V_{K2}(E_{Pump} - \frac{\lambda_S}{\lambda_P} E_{Signal,OPO}(V_{K1} - 1))$ und $V_{K3}(E_{Pump} - \frac{\lambda_S}{\lambda_P} E_{Signal,OPO}(V_{K1}V_{K2} - 1))$.

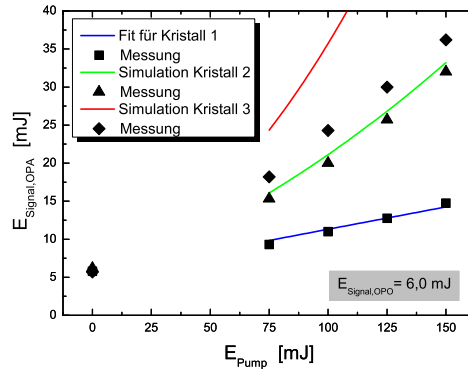


Abbildung 4.50: Simulation und Vergleich mit Messung der Signalenergie in Abhängigkeit der Pumpenergie des OPA für das Dreikristallsystem

konstant gehalten. Der Kristallwinkel des ersten Kristalls wurde wie im ersten Versuch durchgeführt.

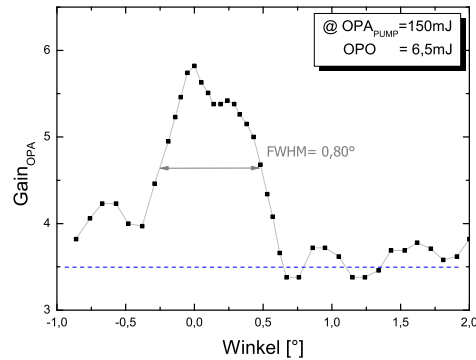


Abbildung 4.51: Verstärkung in Abhängigkeit der Phasen Anpassung für ein Dreikristallsystem.

Die Messung zeigt zwei Maxima im Verstärkungsbereich und ist im Gegensatz zum Einkristallsystem um $0,2^\circ$ verbreitert. Beide Feststellungen kommen auf Grund der Überlagerung der drei Verstärkungskurven zustande. Als Grund kann die vorher erwähnte Fehljustage des Aufbaus und Sättigung des Systems angeführt werden. Für ein Sättigungsverhalten spricht das Fehlen eines absoluten Maximums. Es kann jedoch auch eine nicht optimale Justage der Verstärkungs-

strecke des OPA nicht ausgeschlossen werden, was ein Grund für die geringe Verstärkung des dritten Kristalls sein kann.

- Aufbau $[1 \times 2 \times 3 \times 4]$

Im Folgenden wurde der Aufbau $[1 \times 2 \times 3 \times 4]$ (s. Abbildung 4.52) vermessen. Die Messungen wurden analog zu den Vorherigen durchgeführt.

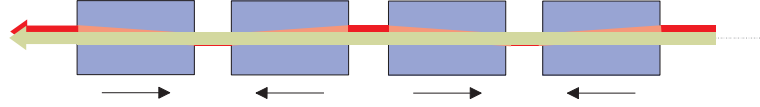


Abbildung 4.52: Schematische Darstellung des Aufbaus des vermessenen Vierkristallsystems ($[1 \times 2 \times 3 \times 4]$).

Messung der Verstärkung

Die Messung der Signalenergie bzw. der Verstärkung (Gain) wurde bei konstanter Pumpenergie (150mJ) einmal ohne und einmal mit einem Teleskop ($V = -0,8$), durchgeführt. Bei der Messung ohne Teleskop wurde die Signalenergie des OPO bei $3,3\text{mJ}$ konstant gehalten. Aus technischen Gründen wurde die Messung mit dem Teleskop bei einer konst. Signalenergie des OPO von 5mJ gemacht. In Abbildung 4.53 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

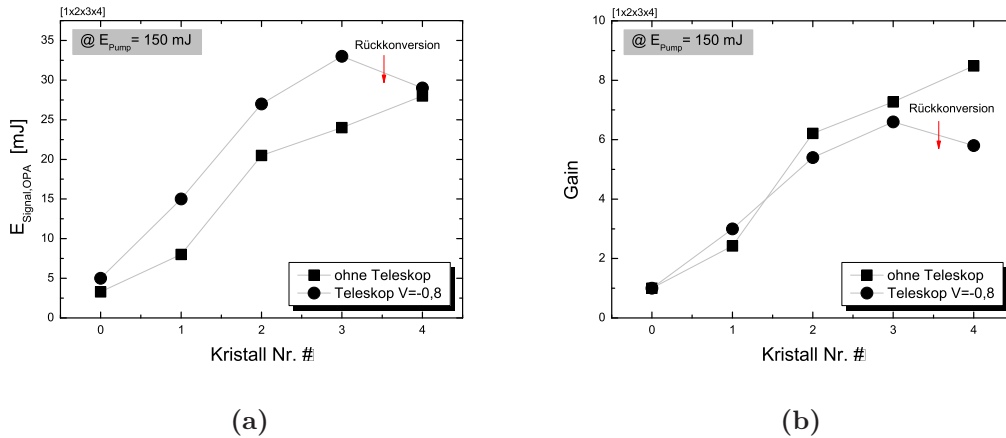


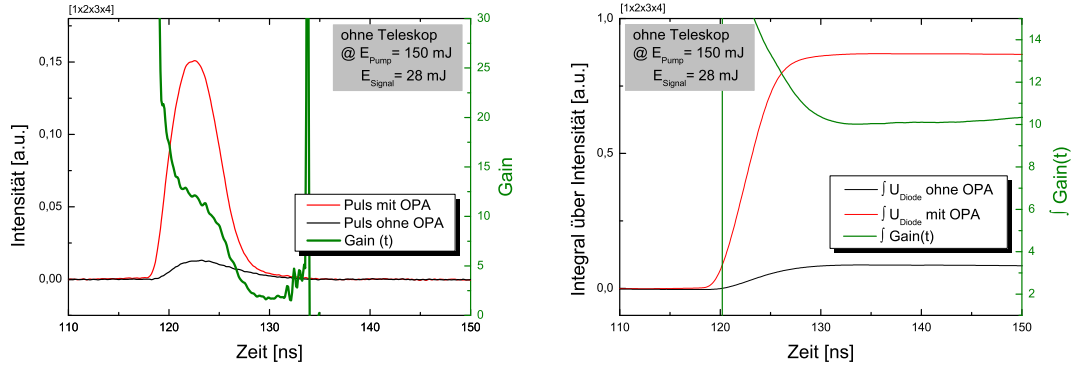
Abbildung 4.53: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Kristallanzahl. Bei beiden Messungen wurde die Pumpenergie bei 150mJ konstant gehalten.

Die Messung in Abbildung 4.53 (a) stellt die Abhängigkeit der Signalenergie von der Kristallanzahl dar. Die Verstärkung des ersten Kristalls entspricht ohne Teleskop 2,42 und mit Teleskop 3. Für den zweiten Kristall ohne Teleskop wurde ein Wert von 6,21 und mit Teleskop von 5,4 ermittelt. Bei dem dritten Kristall betragen die Verstärkungen 7,27 und mit Teleskop 6,6. Die Maximalverstärkung von 8,48 mit einer Signalenergie von $28mJ$ wurde für den vierten Kristall ohne Teleskop gemessen. Im Gegensatz dazu fiel beim Aufbau mit Teleskop die Verstärkung auf einen Wert von 5,8. Bei dem Aufbau mit Teleskop beträgt die Signalenergie, bei dem dritten Kristall, bereits $33mJ$, das einer Gesamtenergie ($E_{Signal} + E_{Idler}$) von $\sim 50mJ$ entspricht. Dies kann im letzten Kristall, auf Grund der Anwesenheit von Signal- und Idlerstrahlung mit hoher Energiedichte, zur Rückkonversion ($E_{Signal} + E_{Idler} \longrightarrow E_{Pump}$) führen.

Zeitverhalten der Verstärkung

Die ausgewerteten Messungen des Zeitverhaltens der Verstärkung sind in Abbildung 4.54 dargestellt. In (a) ist die Verstärkung (rot) des OPO-Signal-Pulses (schwarz) gezeigt. Die grüne Kurve entspricht der zeitabhängigen Verstärkung des Vorgangs.

In Abbildung 4.54 (b) sind die Integrale und die Gesamtverstärkung der Pulse aus (a) dargestellt. Für die Ermittlung der Gesamtverstärkung wurde Gleichung (4.4) benützt. Die errechnete Gesamtverstärkung beträgt ~ 10 , das im Vergleich mit der direkten Energiemessung $\sim 8,5$ aus Abbildung 4.53 nur beschränkt übereinstimmt. Als Grund hierfür kann eine, während der Messung festgestellte Abhängigkeit von der Seedingstabilität des Pumplasers, auf den Verstärkungsprozess angeführt werden. Dies könnte zu den unterschiedlichen Ergebnissen geführt haben und sollte weiter untersucht werden.



(a) OPO Puls mit und ohne OPA und (b) Integrale der Pulse mit und ohne OPA, Gain(t) Integrales Gain

Abbildung 4.54: Messung des OPO-Signal-Pulses vor und nach der Verstärkung durch den OPA mit vier Kristallen.

Untersuchung der Effizienz des Mehrkristallsystems im linearen Aufbau

In Abbildung 4.55 ist die Effizienz des aufgebauten Mehrkristallsystems $[1 \times 2 \times 3]$ zu sehen. In (a) ist die Effizienz als Funktion der Pumpenergie, bei konstanter Signaleingangsenergie von $5,7 \text{ mJ}$, und in (b) der Signalenergie, bei konstanter Pumpenergie von 150 mJ , dargestellt.

Für die Effizienz in Abbildung 4.55 (a) kann eine leichte Abhängigkeit von der Pumpenergie festgestellt werden. Es wurde ein Maximalwert für den dritten Kristall mit $\eta_{\text{OPA}} \sim 20\%$ erreicht. Eine Untersuchung der Maximaleffizienz für verschiedene Signalenergien wurde in 4.55 (b) durchgeführt. Hierbei ergibt sich eine Abhängigkeit der Effizienzkurven von der Signalenergie. Die Änderung der Effizienz ($@E_{\text{Pump}} = 150 \text{ mJ}$) besitzt im Rahmen der Messgenauigkeiten ein lineares Verhalten und ist im Bereich von $(16 - 20)\%$ für Signalenergien von $(2 - 6) \text{ mJ}$.

Auf die Untersuchung des Aufbaus $[1 \times 2 \times 3 \times 4]$ wurde verzichtet. Auf Grund der geringen Effizienz gegenüber dem Dreikristallsystem ist dieser Aufbau nicht zielführend im Sinne einer Erhöhung der Energieausbeute.

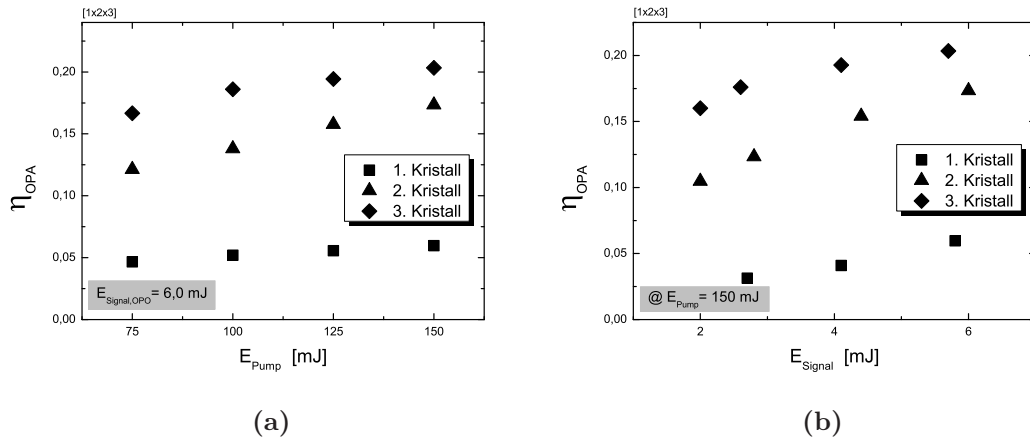


Abbildung 4.55: Abhängigkeit der Effizienz von der (a) Pumpenergie und (b) Signalenergie.

- Aufbau $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$

Im Folgenden wurde der Aufbau $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ vermessen, d.h. nach den ersten beiden Kristallen wird die Idlerstrahlung, mit Hilfe eines Spiegels (HR 1570nm; HR 1064nm 45°p – pol.; HT 3300nm 45°s – pol.), ausgekoppelt. Ein Vorteil dieses Aufbaus ist es, dass die Idlerstrahlung, bevor diese zu hochenergetisch ist, ausgekoppelt wird und somit eine Rückkonversion verhindert werden kann. Weitere Vorteile entstehen durch die Justagemöglichkeiten der zwei Spiegel,

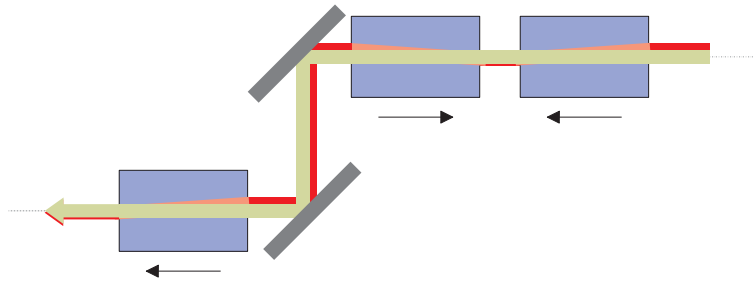


Abbildung 4.56: Schematischer Aufbau des vermessenen Dreikristallsystems mit Auskopplung der Idlerwelle nach den ersten beiden Kristallen $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$. Die beiden Auskoppelspiegel sind (HR 1570nm; HR 1064nm 45°p – pol.; HT 3300nm 45°s – pol.).

die eine bessere Anpassung der darauffolgenden Kristalle ermöglichen.

Messung der Verstärkung

Die Messung der Signalenergie bzw. der Verstärkung (Gain) in Abhängigkeit der Pumpenergie sind in Abbildung 4.47 zu erkennen. Des Weiteren wurden die Kurven für jeden Kristall und für verschiedene Signalenergien des OPO ermittelt und sollen im Folgenden diskutiert werden.

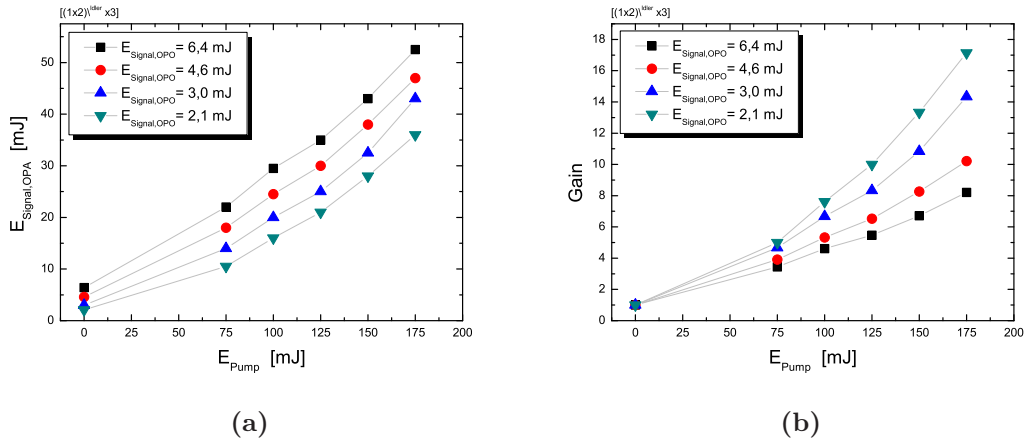


Abbildung 4.57: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Pumpenergie. Bei beiden Messungen wurde die Signalenergie des OPO zwischen $2,1 \text{ mJ}$ und $6,4 \text{ mJ}$ variiert.

Die Abhängigkeit der Signalenergie und Verstärkung von der Pumpenergie des oben beschriebenen Aufbaus ist in Abbildung 4.57 zu erkennen. In (a) ist die Abhängigkeit der Signalenergie von der Pumpenergie dargestellt. Des Weiteren wurden die Messungen mit verschiedenen OPO-Signalenergien durchgeführt, um mögliche Sättigungseffekte zu erkennen. Die Abhängigkeit der Verstärkung von der Pumpenergie wurde in (b) berechnet.

Wie Abbildung 4.57 zu entnehmen ist, ist die erzeugte Signalenergie und die Verstärkung stark von der Signalenergie des OPO und der Pumpenergie abhängig. Die Verstärkung für den dritten Kristall, mit vorheriger Auskopplung der Idlerwelle, ist im Bereich von $3,43 - 8,20$ ($@E_{\text{Signal,OPO}} = 6,4 \text{ mJ}$), für Pumpenergien

von $(75 - 175)mJ$. Es wurde eine maximale Energie des OPA von $52,5mJ$ mit $E_{Signal, OPO} = 6,4mJ$ ($@E_{Pump} = 175mJ$) gemessen, das einer Verstärkung von 8,2 entspricht. Für eine Signalenergie von $2,1mJ$ variierte die Verstärkung von 5,00 – 17,14, mit einer Maximalverstärkung von über 17, was auf Grund der starken Abhängigkeit der zugeführten Signalenergie, auf Sättigung hindeutet. Die erzielten Maximalwerte wurden in Tabelle 4.15 zusammengestellt.

Um eine mögliche Sättigung des Konversionsprozesses zu erkennen, wurde die Messung mit verschiedenen Signalenergien $((2,1 - 6,4)mJ)$ und für unterschiedliche Pumpenergien von $((75 - 175)mJ)$, für das gesamte Kristallsystem durchgeführt (s. Abbildung 4.58). Abbildung 4.58 veranschaulicht das vermutete

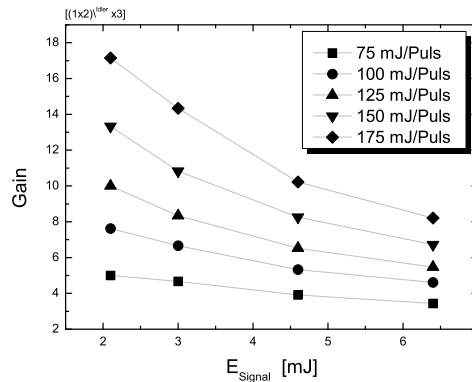


Abbildung 4.58: Abhängigkeit des Gain (gesamt System) für verschiedene Werte der Signalenergie.

Sättigungsverhalten: die Verstärkung steigt mit abnehmender Signalenergie und zunehmender Pumpenergie. Der höchste Verstärkungsbereich wurde erwartungsgemäß mit maximaler Pumpenergie erreicht. Für $175mJ$ Pumpenergie variierte die Verstärkung für eine zugeführte Signalenergie von $(2,1 - 6,4)mJ$ im Bereich von 17,14 – 8,20. Dieser starke Abfall kann, wie bereits vermutet, durch Sättigung erklärt werden und bestätigt diese Vermutung nochmals.

Um die Unterschiede der verschiedenen Systeme herausarbeiten zu können, wurden die Graphen in Abhängigkeit der Kristallzahl erstellt. Abbildung 4.59 (a) zeigt die Abhängigkeit der Signalenergie von der Pumpenergie mit steigen-

der Kristallanzahl. Die berechneten Kurven für das Verstärkungsverhalten der einzelnen Kristallen sind in Abbildung (b) dargestellt.

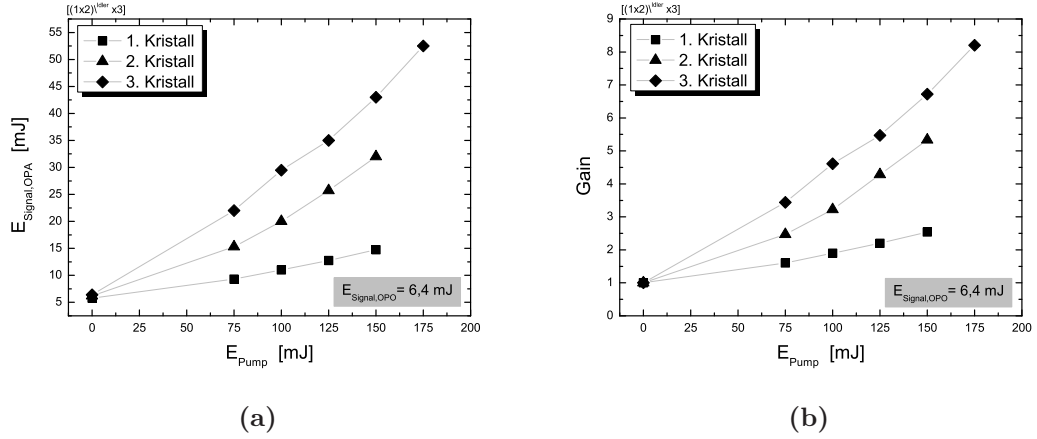


Abbildung 4.59: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Kristallanzahl und der Pumpenergie. Für beide Messungen wurde die Signalenergie des OPO bei $6,4\text{ mJ}$ konstant gehalten.

Die Kurven der ersten beiden Kristalle sind unverändert zum ersten Aufbau. Die Verstärkung ist, wie erwartet, für den dritten Kristall am Höchsten. Die Abhängigkeit der Verstärkung bei maximaler Pumpenergie wurde in Abbildung 4.60 und 4.61 genauer untersucht. Die Ergebnisse wurden in Tabelle 4.16 zusammengefasst.

Wie Tabelle 4.16 zu entnehmen ist, ist die Verstärkung für den dritten Kristall im Vergleich zu dem $[1 \times 2 \times 3]$ -Aufbau fast unverändert. Die Verstärkung des letzten Kristalls liegt zwischen $1,26 - 1,51$ ($@E_{Pump} = 150\text{ mJ}$) für Signalenergien von $(2,0 - 6,4)\text{ mJ}$.

Zeitverhalten der Verstärkung

Die Messungen des Zeitverhaltens der Verstärkung für den $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbau sind in Abbildung 4.62 dargestellt. Die Messung wurde mit zwei Signal-

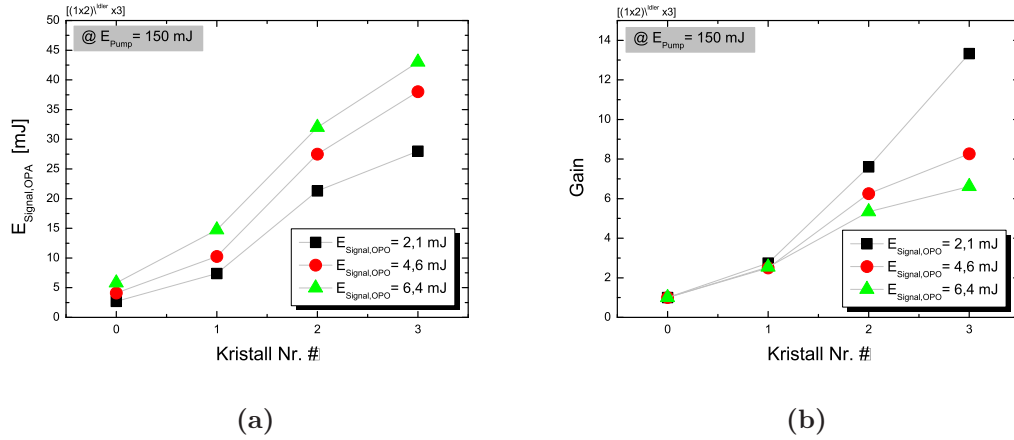


Abbildung 4.60: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Kristallanzahl. Bei beiden Messungen wurde die Pumpenergie bei 150 mJ konstant gehalten.

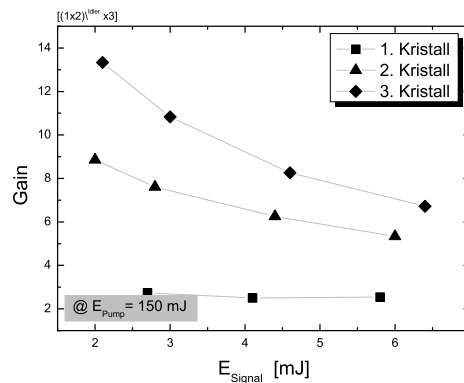


Abbildung 4.61: Abhängigkeit des Gain für verschiedene Werte der Signaleingangsenergie.

eingangsenergien von $2,0 \text{ mJ}$ und $5,0 \text{ mJ}$ durchgeführt. In (a) und (c) ist die Verstärkung (rot) des OPO-Signal-Pulses (schwarz) zu erkennen. Die grüne Kurve entspricht der zeitabhängigen Verstärkung des Vorgangs.

In Abbildung 4.62 (b) und (d) sind die Integrale und die Gesamtverstärkung der Messungen aus (a) und (c) berechnet. Für die Signaleingangsenergie von $2,0 \text{ mJ}$

| Kristall | Nr. 1 | Nr. 2 | Nr. 3 |
|---|-------|-------|-------|
| Verstärkung @ $E_{Signal,OPO} \sim 6,4mJ$ | 2,54 | 5,33 | 6,72 |
| Verstärkung pro Kristall | 2,54 | 2,10 | 1,26 |
| Verstärkung @ $E_{Signal,OPO} \sim 2,6mJ$ | 2,74 | 7,60 | 10,83 |
| Verstärkung pro Kristall | 2,74 | 2,77 | 1,425 |
| Verstärkung @ $E_{Signal,OPO} \sim 2,0mJ$ | 2,97 | 8,85 | 13,33 |
| Verstärkung pro Kristall | 2,97 | 2,97 | 1,51 |

Tabelle 4.16: Zusammenstellung der Maximalverstärkungen ($@E_{Pump} = 150mJ$) des $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Systems.

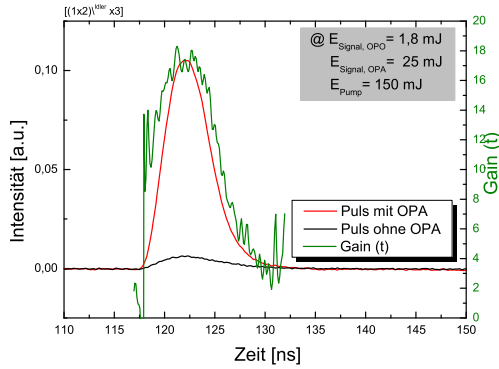
besitzt die Gesamtverstärkung einen Wert von ~ 15 , was im Vergleich mit der direkten Energiemessung $\sim 13,3$ aus Abbildung 4.60 relativ gut übereinstimmt. Bei der Signaleingangsenergie von $5,0mJ$ wurde eine Gesamtverstärkung von ~ 8 errechnet, was im Vergleich zu der direkten Energiemessung ($\sim 6,7$) aus Abbildung 4.60 im Rahmen der Messgenauigkeiten auch gut übereinstimmt. Die verglichenen Werte wurden für die bessere Übersicht in Tabelle 4.17 nochmals zusammengestellt.

Bei dem Vergleich des Zeitverhaltens der Pulse (s. Abbildung 4.63) mit einer

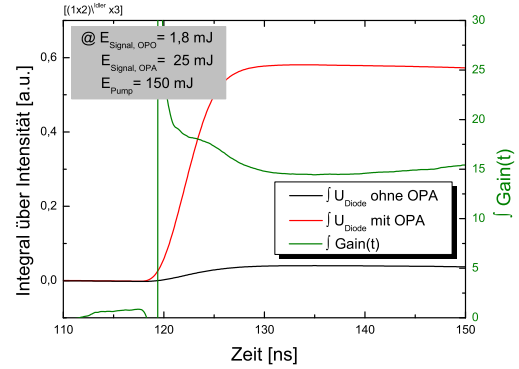
| $E_{Signal,OPO}$ | $2mJ$ | $5mJ$ |
|--------------------------------------|-------|-------|
| Verstärkung (direkte Energiemessung) | 13,3 | 6,7 |
| Verstärkung (integraler Zeitverlauf) | 15,0 | 8,0 |

Tabelle 4.17: Zusammenstellung der Verstärkungen, der direkten Messung und der integrierten Pulse.

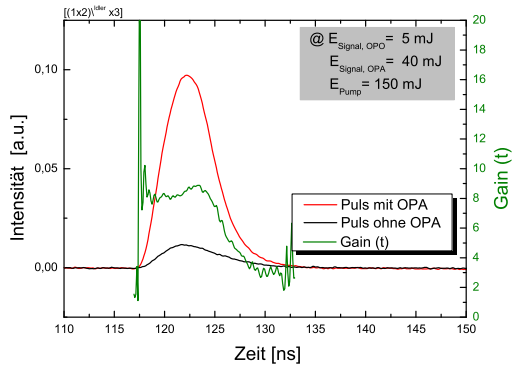
Signaleingangsenergie von $2mJ$ und $5mJ$ wurde eine Pulsverbreiterung von $0,5ns$ des $5mJ$ -Pulses festgestellt. Dies kann durch die oben festgestellte Sättigung erklärt werden. Hierbei kann die vorhandene Energie im Kristall nicht mehr zeitgleich abgebaut werden, was eine Pulsverbreiterung zur Folge hat, in welcher die



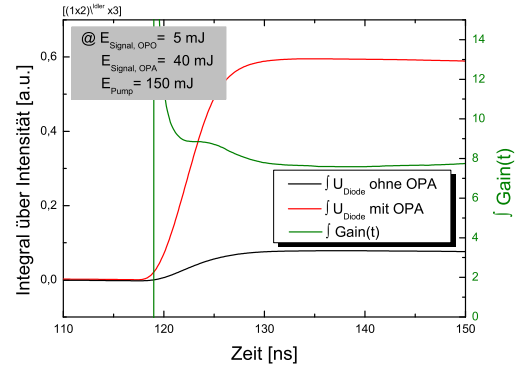
(a) OPO Puls mit und ohne OPA und Gain(t) mit 2mJ Signalenergie



(b) Integrale der Pulse mit und ohne OPA und integrales Gain bei 2mJ Signalenergie



(c) OPO Puls mit und ohne OPA und Gain(t) mit 5mJ Signalenergie



(d) Integrale der Pulse mit und ohne OPA und integrales Gain bei 5mJ Signalenergie

Abbildung 4.62: Messung des OPO-Signal-Pulses vor und nach der Verstärkung durch den OPA für den $[(1 \times 2)^{Idler} \times 3]$ -Aufbau

restliche Energie im Sättigungsbereich abgebaut wird.

Simulation des Verstärkungsprozesses

Abbildung 4.64 zeigt die Simulation und den Vergleich mit den gemessenen Verstärkungen des oben beschriebenen Systems. Für die Berechnung der Verstärkung wurde der Abbau der Pumpenergie für alle drei Kristalle berücksichtigt. Für die Simulation wurde eine Signaleingangsenergie von 2,1mJ angenommen, da für diesen Energiebereich Sättigung des Systems ausgeschlossen werden kann. Die

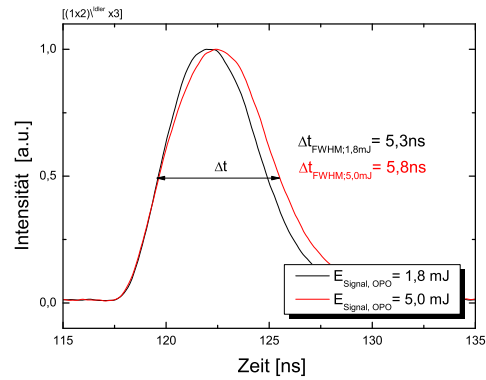


Abbildung 4.63: Vergleich der Messung der Pulse mit 2mJ und 5mJ Signalenergie.

Simulation stimmt hervorragend mit den Messungen überein und bestätigt somit die Kenntnisse für das OPA System. Die errechneten Werte stimmen auch mit den Werten aus Tabelle 4.16 überein.

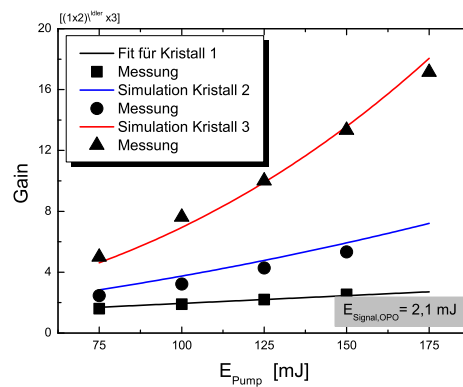


Abbildung 4.64: Simulation und Vergleich mit Messung der Verstärkung in Abhängigkeit der Pumpenergie des OPA für das $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -System.

Untersuchung der Effizienz des $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbaus

In Abbildung 4.65 ist die Effizienz des aufgebauten Mehrkristallsystems $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ zu erkennen. Die Effizienz ist als Funktion der (a) Pumpenergie und (b) Signalenergie dargestellt. Die Kurven wurden für verschiedenen Signal- und Pumpenergie berechnet.

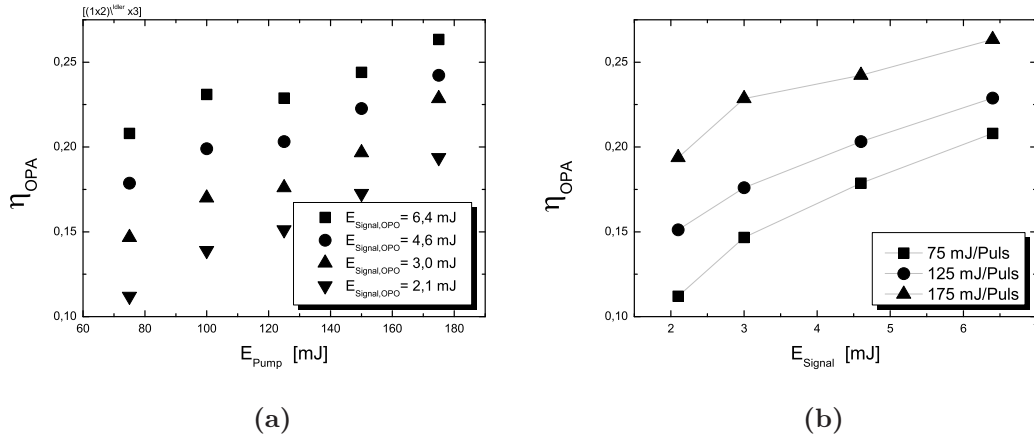


Abbildung 4.65: Abhängigkeit der Effizienz von der (a) Pumpenergie und (b) Signalenergie.

Für die Effizienz in Abbildung 4.65 (a) kann eine im Rahmen der Messgenauigkeit lineare Abhängigkeit von der Pumpenergie festgestellt werden. Ein Maximum der Effizienz mit einem Wert von $\eta_{OPA} \sim 26\%$ ($@E_{Pump} = 175 \text{ mJ}$) wurde für eine Eingangssignalenergie von $6,4 \text{ mJ}$ festgestellt. Eine Untersuchung der Maximaleffizienz in Abhängigkeit der Signalenergie wurde in 4.65 (b) durchgeführt. Hier zeigte sich eine Abhängigkeit der Effizienz von der Signalenergie. Die Änderung der Effizienz ($@E_{Pump} = 175 \text{ mJ}$) ist im Bereich von $(20 - 26)\%$ für Signalenergien von $(2 - 6,4) \text{ mJ}$.

- Aufbau $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$

Im Folgenden wurde der Aufbau $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$ vermessen.

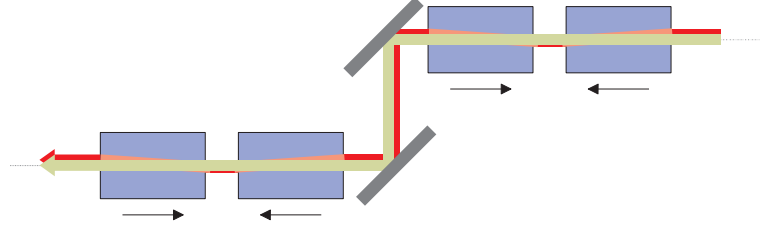


Abbildung 4.66: Schematischer Aufbau des vermessenen Vierkristallsystems mit Auskopplung der Idlerwelle nach den ersten beiden Kristallen $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$. Die beiden Auskoppelspiegel sind (HR 1570nm; HR 1064nm 45° *p-pol.*; HT 3300nm 45° *s-pol.*).

Messung der Verstärkung

Die Messung der Signalenergie bzw. der Verstärkung (Gain) in Abhängigkeit der Pumpenergie sind in Abbildung 4.67 zu erkennen. Die Kurven wurden für verschiedene Signalenergien des OPO ermittelt und sollen im Folgenden diskutiert werden.

Die Abhängigkeit der Signalenergie und Verstärkung von der Pumpenergie des oben beschriebenen Aufbaus ist in Abbildung 4.67 zu erkennen. In (a) ist die Abhängigkeit der Signalenergie von der Pumpenergie dargestellt. Die Abhängigkeit der Verstärkung von der Pumpenergie wurde in (b) berechnet.

Wie in Abbildung 4.67 (b) zu erkennen ist, ist die erzeugte Signalenergie und die Verstärkung, ähnlich wie beim $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3)]$ Aufbau, stark von der Signalenergie des OPO und der Pumpenergie abhängig. Die erzielte Verstärkung des vierten Kristalls ist im Bereich von 3,36 – 8,36 ($@E_{Signal,OPO} = 5,5mJ$) für Pumpenergien $E_{Pump} = (75-175)mJ$. Für eine Signaleingangsenergie von 0,9mJ wurden Verstärkungen von 8,90 – 33,33 festgestellt. Die Maximalenergie des OPA

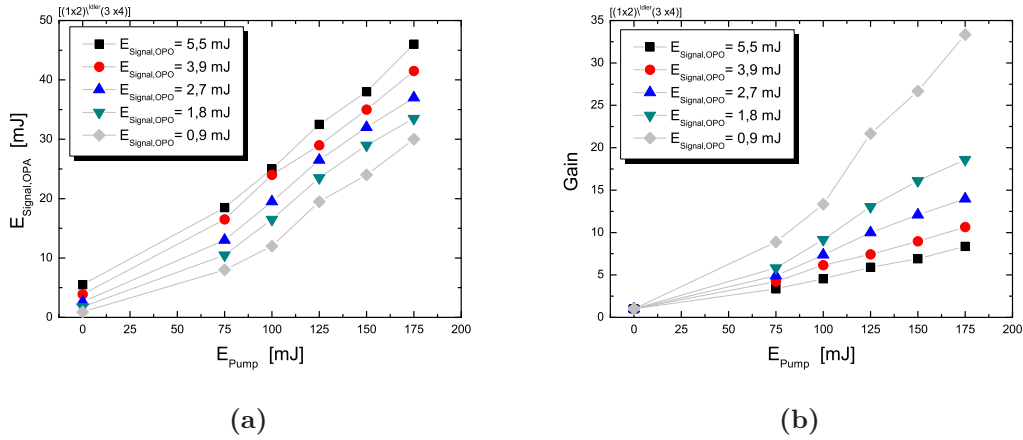


Abbildung 4.67: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Pumpenergie. Bei beiden Messungen wurde die Signalenergie des OPO zwischen $0,9 \text{ mJ}$ und $5,5 \text{ mJ}$ variiert.

wurde mit $46,0 \text{ mJ}$ mit $E_{Signal,OPO} = 5,5 \text{ mJ}$ ($@E_{Pump} = 175 \text{ mJ}$) festgestellt, was einer Verstärkung von $8,36$ entspricht. Die erzielten Maximalwerte wurden in Tabelle 4.18 zusammengestellt.

Für die obige Messung wurde darüber hinaus noch eine Sättigungsuntersuchung, durch Variieren der Signalenergie ($(0,9 - 5,5) \text{ mJ}$) mit unterschiedlichen Pumpenergien ($(75 - 175) \text{ mJ}$), für das gesamte Kristallsystem durchgeführt (s. Abbildung 4.68).

Das vermutete Sättigungsverhalten wird in Abbildung 4.68 veranschaulicht. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, steigt die Verstärkung mit abnehmender Signalenergie und zunehmender Pulsenergie des Pumplasers. Wie erwartet wurde der höchste Verstärkungsbereich mit maximaler Pumpenergie erreicht. Für eine Pumpenergie von 175 mJ variierte die Verstärkung, für zugeführte Signalenergie von $(0,9 - 5,5) \text{ mJ}$, im Bereich von $33,33 - 8,36$. Dieser starke Abfall kann einerseits durch die vermutete Sättigung und andererseits durch den Pumpabbau mit zunehmender Signalenergie erklärt werden.

Um die Unterschiede der verschiedenen Systeme herausarbeiten zu können, wurden die Graphen in Abhängigkeit der Kristallzahl erstellt. Hierbei wurde der

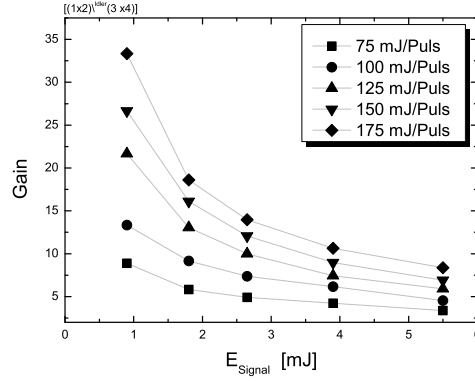


Abbildung 4.68: Abhängigkeit des Gain (Gesamtsystem) für verschiedene Werte der Signalenergie und Variieren der Pumpenergie.

vermessene $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbau als Grundlage für die Abbildung verwendet. In Abbildung 4.69 (a) ist die Abhängigkeit der Signalenergie von der Pumpenergie mit steigender Kristallanzahl zu sehen. Die berechneten Kurven für das Verstärkungsverhalten der einzelnen Kristallen sind in Abbildung (b) dargestellt.

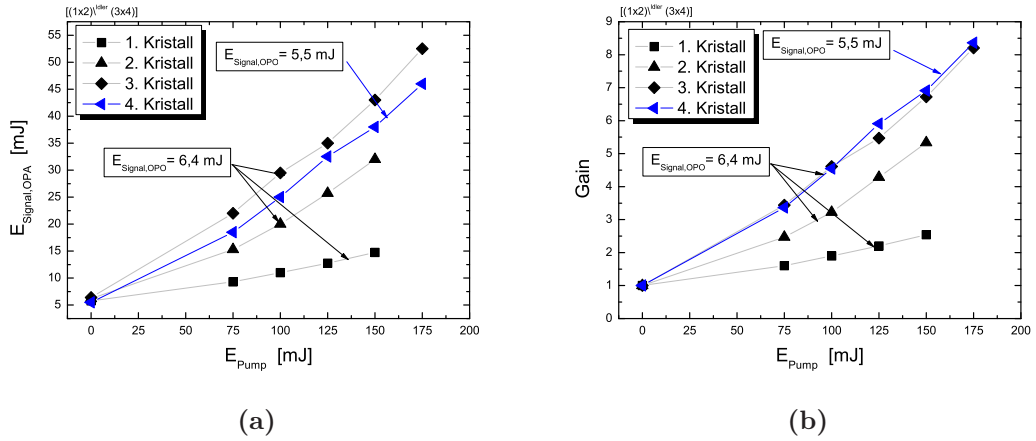


Abbildung 4.69: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Pumpenergie und Kristallanzahl.

Die Kurven der ersten drei Kristalle ($[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbau), die mit einer Signaleingangsenergie von $6,4mJ$ aufgenommen wurde, sind unverändert. Die erzielte Signalenergie des vierten Kristalls bleibt unter der des dritten Kristalls des vorherigen Aufbaus. Dies kann durch die unterschiedlichen Signaleingangsenergien erklärt werden. Da die Verstärkung der Kristalle abhängig von der Signalenergie des OPO ist und somit beim Vergleich mit dem Dreikristallsystem ein Fehler mit der dritten Potenz ($V_{K1} \times V_{K2} \times V_{K3}$) gemacht wird, ist dieser nur bedingt aussagekräftig. Beim Betrachten der Verstärkung in Abbildung (b) ist dieser Effekt noch etwas deutlicher. Hier wurde bei niedriger Signaleingangsenergie $5,5mJ$ ($\leftrightarrow 6,4mJ$) die gleiche Verstärkung erreicht, was auf eine höhere Gesamtverstärkung des Systems hindeutet. In Abbildung 4.70 wurde zur besseren Übersicht die Abhängigkeit der Signalenergie und der Verstärkung von der Kristallanzahl eingearbeitet. Die Graphen bestehen jedoch bis zum dritten Kristall aus den Daten des $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbaus und sind aus oben erwähnten Gründen nur bedingt vergleichbar. Jedoch ist die Verstärkung des vierten Kristalls in (b) gut zu erkennen. Die Verstärkung in Abhängigkeit der Signalenergie für die vier Kristalle wurde in Abbildung 4.71 ausgearbeitet. Die Sättigung ist hier auch zu erkennen.

In Abbildung 4.70 ist die Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Kristallanzahl dargestellt. Beide Messungen wurden für eine konstante Pumpenergie von $150mJ$ berechnet. Wie aus Tabelle 4.18 zu entnehmen ist, nimmt die Verstärkung mit abnehmender Signalenergie zu. Hierzu wurde die durchschnittliche Verstärkung pro Kristall berechnet, ohne Berücksichtigung des Pumpabbaus. Die Verstärkung pro Kristall, mit einer durchschnittlichen Wert von $\sim 2,3$, ist für die Messung mit $E_{Signal,OPO} \sim 0,9mJ$ maximal. In diesem Bereich kann von einer sättigungsfreien Verstärkung ausgegangen werden. Auf den Vergleich mit den anderen Kristallsystemen wird hier verzichtet, da die Signaleingangsenergien der Aufbauten zu unterschiedlich waren.

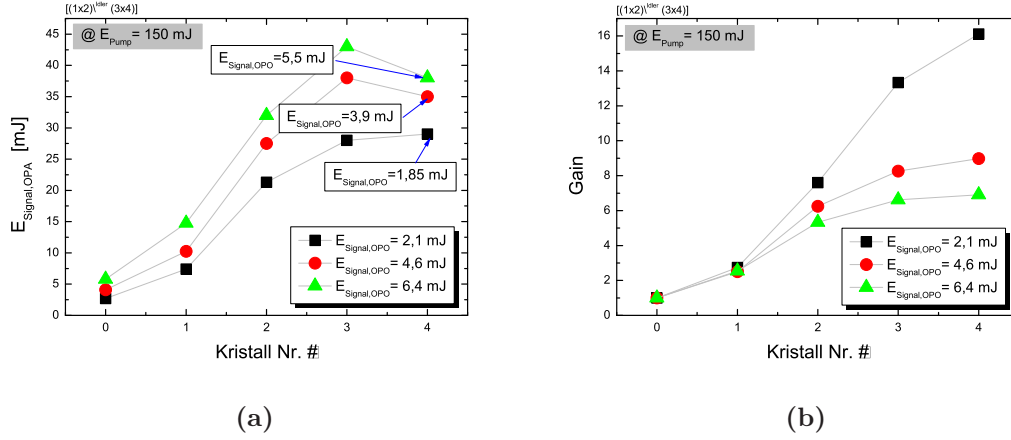


Abbildung 4.70: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Kristallanzahl. Bei beiden Messungen wurden für eine konstanten Pumpenergie von 150 mJ berechnet.

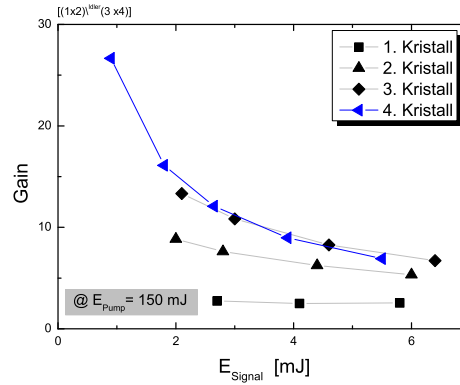


Abbildung 4.71: Messung der Gainabhängigkeit für verschiedene Signalenergien.

Untersuchung der Effizienz des $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$ -Aufbaus

In Abbildung 4.72 ist die Effizienz des aufgebauten Mehrkristallsystems $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$ dargestellt. Die Effizienz ist als Funktion der (a) Pumpenergie und (b) Signalenergie dargestellt.

| Messung | V |
|--|-------|
| Verstärkung V_{ges} @ $E_{Signal,OPO} \sim 5,5mJ$ | 6,91 |
| Durchschnittliche* Verstärkung pro Kristall | 1,6 |
| Verstärkung V_{ges} @ $E_{Signal,OPO} \sim 2,65mJ$ | 12,07 |
| Durchschnittliche* Verstärkung pro Kristall | 1,9 |
| Verstärkung V_{ges} @ $E_{Signal,OPO} \sim 0,9mJ$ | 26,66 |
| Durchschnittliche* Verstärkung pro Kristall | 2,3 |

Tabelle 4.18: Zusammenstellung der Maximalverstärkungen ($@E_{Pump} = 150mJ$) des $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$ -Systems *(wurde mit $\sqrt[4]{V_{ges}}$ berechnet).

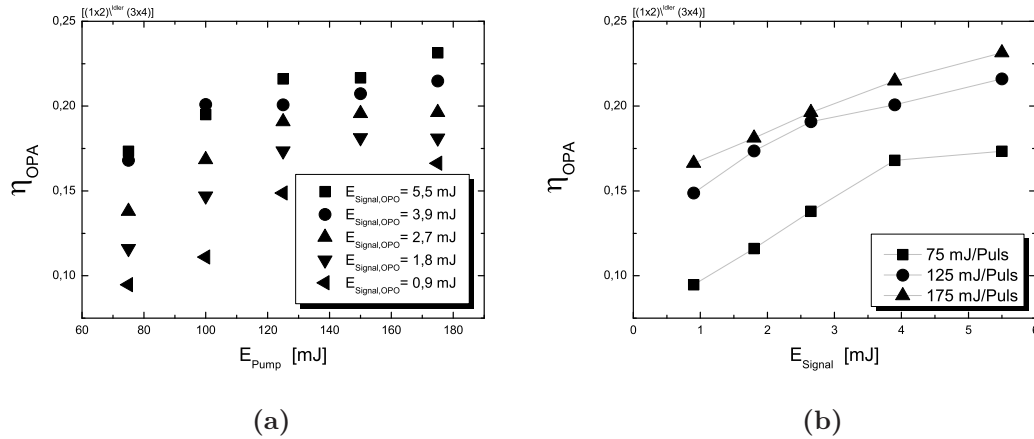


Abbildung 4.72: Abhängigkeit der Effizienz von der (a) Pumpenergie und (b) Signalenergie.

Wie aus Abbildung 4.72 (a) zu entnehmen ist, ist die Effizienz stark von der Pumpenergie abhängig. Für Pumpenergien von $> 120mJ$ ist die Effizienz weitestgehend konstant $\sim 23\%$ ($@E_{Signal} = 5,5mJ$). Für geringere Pumpenergien $< 120mJ$ zeigt sich im Rahmen der Messgenauigkeiten eine lineare Abhängigkeit. Ein Maximum der Effizienz wurde für eine Eingangssignalenergie von $5,5mJ$, mit einem Wert von $\eta_{OPA} \sim 23\%$ ($@E_{Pump} = 175mJ$), festgestellt. Eine Untersuchung der Maximaleffizienz in Abhängigkeit der Signalenergie wurde in Abbil-

dung 4.72 (b) durchgeführt. Hier zeigte sich auch eine Abhängigkeit der Effizienz von der Signalenergie. Die Änderung der Effizienz ($@E_{Pump} = 175mJ$) bewegt sich im Bereich von $(17 - 23)\%$ für Signalenergien von $(0,9 - 5,5)mJ$.

- Aufbau $[1 \times \setminus^{Idler}(2 \times 3)]$

Im Folgenden wurde der Aufbau $[1 \times \setminus^{Idler}(2 \times 3)]$ vermessen.

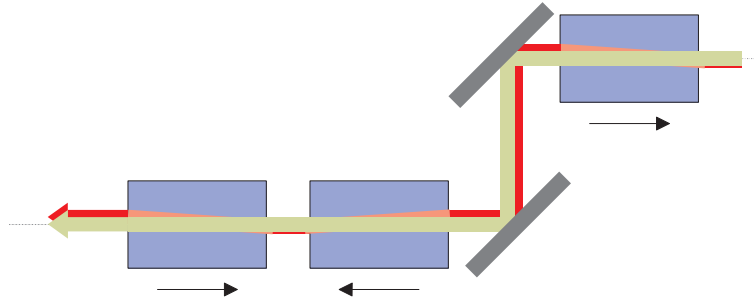


Abbildung 4.73: Schematischer Aufbau des vermessenen Dreikristallsystems mit Auskopplung der Idlerwelle nach den ersten beiden Kristallen ($[1 \times \setminus^{Idler}(2 \times 3)]$). Die beiden Auskoppelspiegel sind (HR 1570nm; HR 1064nm 45°*p-pol.*; HT 3300nm 45°*s-pol.*).

Messung der Verstärkung

Die Messung der Signalenergie bzw. der Verstärkung (Gain) in Abhängigkeit der Pumpenergie sind in Abbildung 4.74 zu erkennen. Die Kurven wurden für verschiedene Signalenergien des OPO ermittelt und sollen im Folgenden diskutiert werden.

Die Abhängigkeit der Signalenergie und Verstärkung von der Pumpenergie, vom oben beschriebenen Aufbau, ist in Abbildung 4.74 zu erkennen. In (a) ist die Abhängigkeit der Signalenergie von der Pumpenergie dargestellt. Die Abhängigkeit der Verstärkung von der Pumpenergie wurde in (b) berechnet.

Wie aus Abbildung 4.74 zu entnehmen ist, ist die erzeugte Signalenergie und die Verstärkung stark von der Signalenergie des OPO und der Pumpenergie abhängig. Die Gesamtverstärkung für den dritten Kristall ist im Bereich von 2,05 – 5,26 ($@E_{Signal,OPO} = 5,7mJ$) für Pumpenergien von (75 – 175)*mJ*. Die Maximalenergie des OPA wurde mit 30,0*mJ* mit $E_{Signal,OPO} = 5,7mJ$

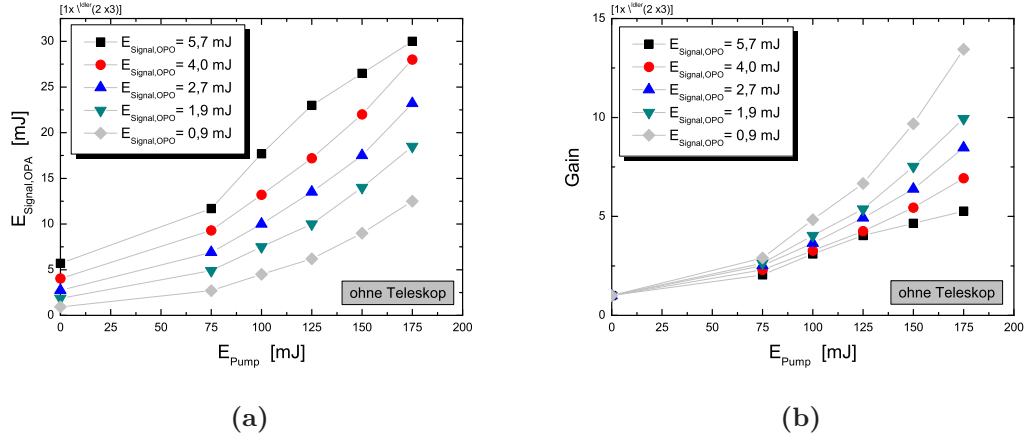


Abbildung 4.74: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Pumpenergie. Bei beiden Messungen wurde die Signalenergie des OPO zwischen $0,9 \text{ mJ}$ und $5,7 \text{ mJ}$ variiert.

(@ $E_{\text{Pump}} = 175 \text{ mJ}$) gemessen, was einer Verstärkung von 5,3 entspricht. Für eine Signalenergie von $0,9 \text{ mJ}$ variierte die Verstärkung von 2,90 – 13,44, mit einer Maximalverstärkung von über 13,4, was auf Grund der starken Abhängigkeit der zugeführten Signalenergie auf eine Sättigung hindeutet. Die erzielten Maximalwerte wurden in Tabelle 4.19 zusammengestellt.

Darüber hinaus wurde für die Messung 4.74 eine Sättigungsuntersuchung durchgeführt. Diese wurde durch Variieren der Signalenergie ($(0,9 - 5,7) \text{ mJ}$) mit unterschiedlichen Pumpenergien von $(75 - 175) \text{ mJ}$ für das gesamte Kristallsystem erstellt (s. Abbildung 4.75).

In Abbildung 4.75 ist die Abhängigkeit der Verstärkung von der Signalenergie des OPO zu sehen. Wie der Abbildung entnommen werden kann, steigt die Verstärkung mit abnehmender Signalenergie und zunehmender Pulsenergie des Pumplasers. Der höchste Verstärkungsbereich wurde mit maximaler Pumpenergie erreicht. Für eine Pumpenergie von 175 mJ variierte die Verstärkung im Bereich von 13,44 – 5,26, für eine Signalenergie (OPO) von $(0,9 - 5,7) \text{ mJ}$. Dieser starke Abfall kann einerseits durch Sättigung und andererseits durch den Pumpabbau mit zunehmender Signalenergie erklärt werden.

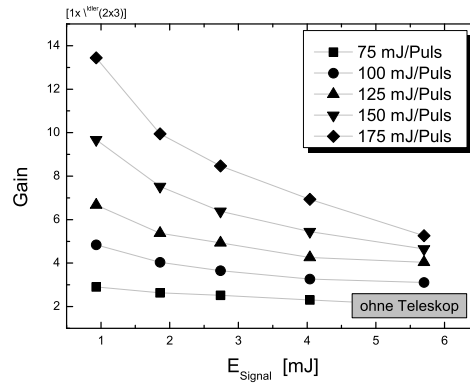


Abbildung 4.75: Abhängigkeit des Gain (Gesamtsystem) für verschiedene Werte der Signalenergie und Variieren der Pumpenergie.

Wie der Abbildung 4.76 zu entnehmen ist, wurde die Messung mit einem Teleskop der Vergrößerung $V = -1,2$ wiederholt, um evtl. Anpassungseffekte auszuschließen.

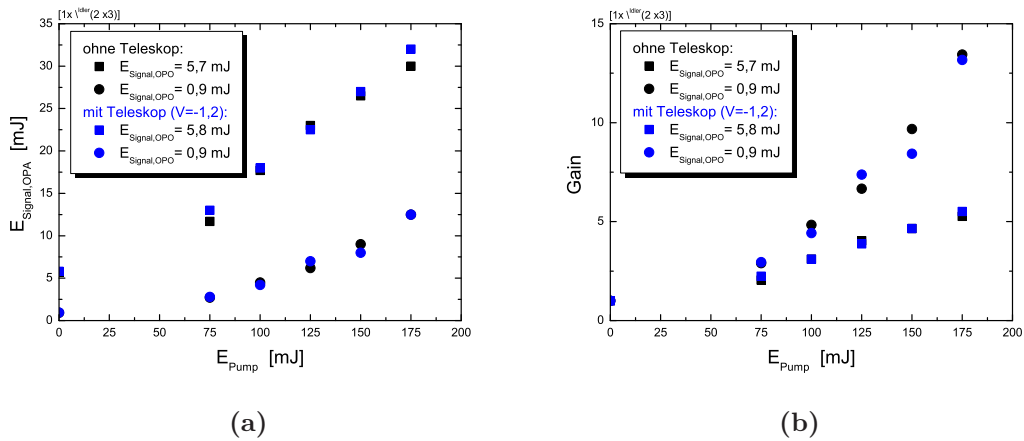


Abbildung 4.76: Abhängigkeit der (a) Signalenergie und (b) Verstärkung von der Pumpenergie. Beide Messungen wurden einmal ohne und einmal mit Teleskop ($V = -1,2$) durchgeführt, die Signalenergie des OPO wurde zwischen $0,9 \text{ mJ}$ und $5,7 \text{ mJ}$ variiert.

Die Messungen in Abbildung 4.76, mit und ohne Teleskop zeigten im Rahmen der Messgenauigkeiten keine Änderung der Verstärkung oder erzeugten Signalenergie.

| Messung | V |
|---|-----|
| Verstärkung V_{ges} @ $E_{Signal,OPO} \sim 5,7mJ$ | 4,7 |
| Durchschnittliche* Verstärkung pro Kristall | 1,5 |
| Verstärkung V_{ges} @ $E_{Signal,OPO} \sim 2,7mJ$ | 6,4 |
| Durchschnittliche* Verstärkung pro Kristall | 1,6 |
| Verstärkung V_{ges} @ $E_{Signal,OPO} \sim 0,9mJ$ | 9,7 |
| Durchschnittliche* Verstärkung pro Kristall | 1,8 |

Tabelle 4.19: Zusammenstellung der Maximalverstärkungen (@ $E_{Pump} = 150mJ$) des $[1 \times \sqrt[Idler]{2 \times 3}]$ -Systems *(wurde mit $\sqrt[4]{V_{ges}}$ berechnet).

Wie aus Tabelle 4.19 zu entnehmen ist, nimmt die Verstärkung mit abnehmender Signalenergie zu. Hierbei wurde die durchschnittliche Verstärkung pro Kristall berechnet, ohne den Pumpabbau zu berücksichtigen. Die Verstärkung pro Kristall ist für die Messung mit $E_{Signal,OPO} \sim 0,9mJ$ maximal. Hier wurde eine durchschnittliche Verstärkung von $\sim 1,8$ erreicht. In diesem Bereich kann von einer sättigungsfreien Verstärkung ausgegangen werden. Auf den Vergleich mit den anderen Kristallsystemen wird hier verzichtet, da die Signaleingangsennergien der Aufbauten zu unterschiedlich waren.

Untersuchung der Effizienz des $[1 \times \backslash^{Idler}(2 \times 3)]$ -Aufbaus

In Abbildung 4.77 ist die Effizienz des aufgebauten Mehrkristallsystems $[1 \times \backslash^{Idler}(2 \times 3)]$ dargestellt. Die Effizienz ist als Funktion der (a) Pumpenergie und (b) Signalenergie dargestellt.

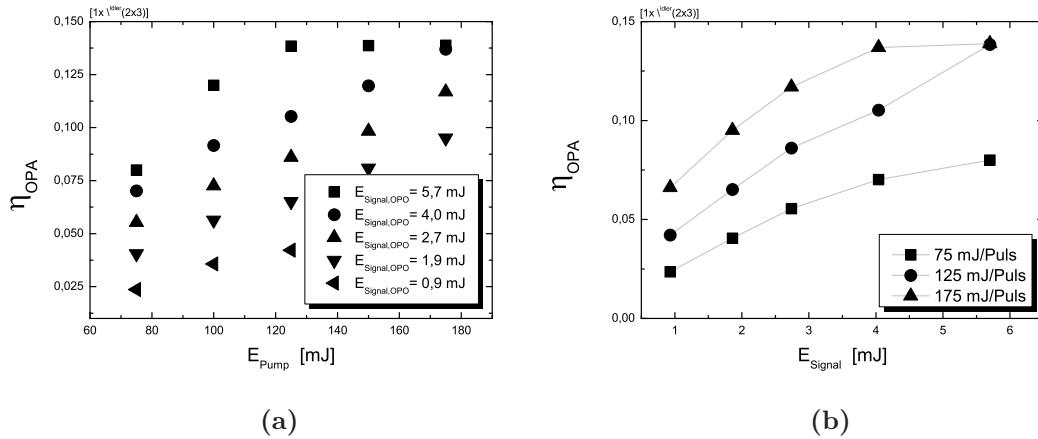


Abbildung 4.77: Abhängigkeit der Effizienz von der (a) Pumpenergie und (b) Signalenergie.

Wie aus Abbildung 4.77 (a) zu entnehmen ist, ist die Effizienz stark von der Pumpenergie abhängig. Für Pumpenergien von $> 120 \text{ mJ}$ ist die Effizienz weitestgehend konstant $\sim 13\%$. Für geringere Pumpenergien $< 120 \text{ mJ}$ zeigt sich im Rahmen der Messgenauigkeiten eine lineare Abhängigkeit. Ein Maximum der Effizienz wurde für eine Signaleingangsenergie von $5,7 \text{ mJ}$, mit einem Wert von $\eta_{OPA} \sim 14\%$ ($@E_{Pump} = 175 \text{ mJ}$), festgestellt. Eine Untersuchung der Maximal-effizienz in Abhängigkeit der Signalenergie wurde in Abbildung 4.77 (b) durchgeführt. Auffällig ist der Einbruch der Effizienzkurve für Signalenergien $> 4 \text{ mJ}$, bei einer Pumpenergie von 175 mJ . In diesem Bereich stellt sich ein konstanter Wert der Effizienz von $\sim 14\%$ ein. Im Bereich $< 4 \text{ mJ}$ stellt sich im Rahmen der Messgenauigkeit ein lineares Verhalten ein.

4.4.3 Kameraaufnahme und Vergleich des Strahlprofils

Die Untersuchung des Strahlprofils wurde mit Hilfe der vorher beschriebenen Xenics Kamera erstellt und wird im Folgenden analysiert. Für die Analyse der Profile wurde diese durch eine Linse vom OPA-Ausgang auf den Chip der Kamera abgebildet. Für die Auswertung und den Vergleich wurden die horizontale (\parallel) und vertikale (\perp) Achse analysiert. Wenn nicht anders erwähnt sind die Abbildungsmaßstäbe bereits in die Abbildungen und die dargestellten Werte verrechnet.

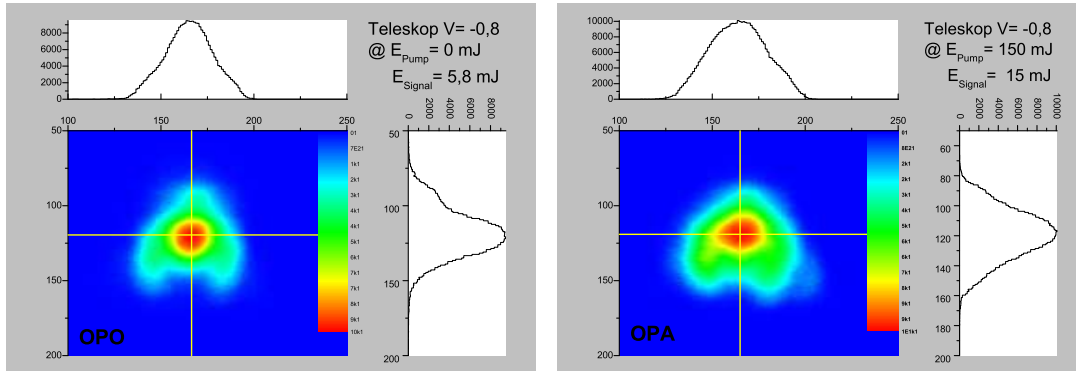
Kameraaufnahme Einkristallsystem

In Abbildung 4.78 sind die Profile ohne und mit Verstärkung des OPO durch den des OPA dargestellt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 4.20 zusammengefasst.

| | OPO | | OPA | |
|--------------------------------|-------------|---------|-------------|---------|
| Achse | \parallel | \perp | \parallel | \perp |
| Strahlradius $w_{V=-0,8}$ [mm] | 0,82 | 0,95 | 0,95 | 1,01 |
| Strahlradius $w_{V=1}$ [mm] | 1,03 | 1,18 | 1,18 | 1,25 |

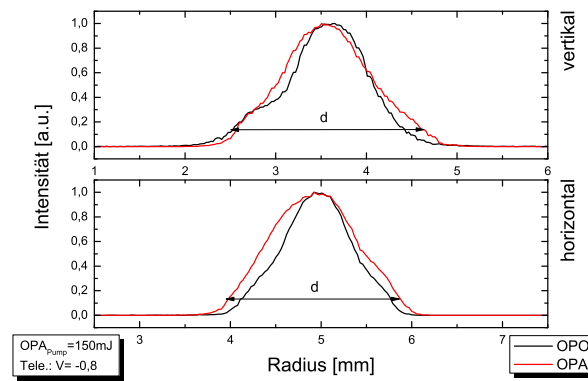
Tabelle 4.20: Auswertung der Strahldurchmesser des Signalstrahls vor und nach Verstärkung des Einkristallsystems

Es zeigte sich eine leichte Verbreiterung des OPA-Profils im Vergleich zum OPO-Profil. Die \parallel -Achse und die \perp -Achse erfuhren eine Verbreiterung um $\sim 15\%$ und $\sim 5\%$. Die Änderung des Strahlprofils im Vergleich zum OPO-Eingangsstrahl (s. Abbildung 4.33) kann nicht erklärt werden. Jedoch wird das Profil auf Grund der Aperturwirkung des Kristalls und bei dem Durchqueren der drei HT-Spiegel bis zur Aufnahme, welche auch Fehler produzieren, verändert und haben somit einen Einfluss auf das Profil.



(a) OPO-Strahl

(b) OPA-Strahl



(c) Auswertung der horizontalen und vertikalen Achse der Strahlprofile

Abbildung 4.78: Aufnahme des OPO- und OPA-Profiles nach der OPA-Strecke, des Einkristallsystems. Der Signalstrahl wurde durch ein Teleskop mit der Vergrößerung $V=-0,8$ aufgeweitet.

Kameraaufnahme $[(1 \times 2) \setminus^{I_{dler}} \times 3]$ -System

Die Untersuchungen des verstärkten Strahlprofils sind in Abbildung 4.79 zu sehen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 4.21 zusammengefasst.

Die Werte aus Tabelle 4.21 lassen sich nur noch schwer mit den anderen gemessenen Profilen vergleichen. Weitere Untersuchungen des Verstärkungsverhaltens auf das Profil werden empfohlen.

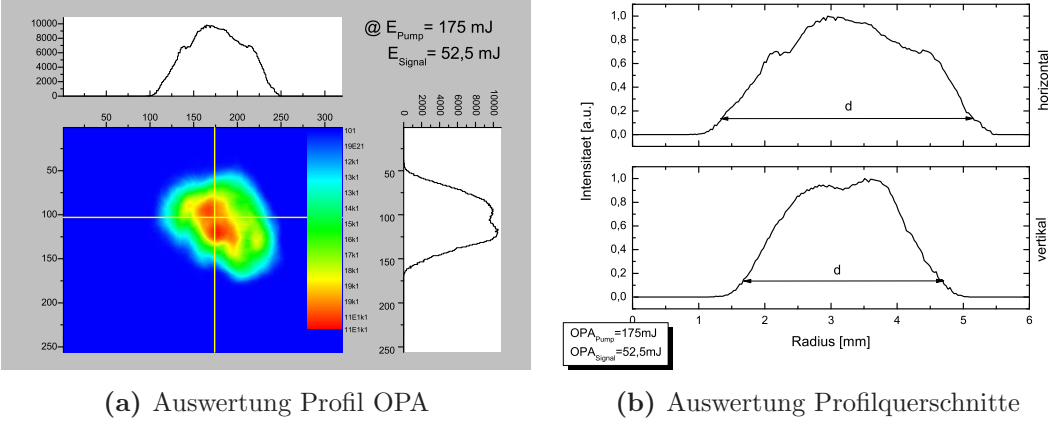


Abbildung 4.79: Aufnahme des Signalprofils nach der OPA-Strecke $\left[\left((1 \times 2) \setminus \text{Idler} \times 3 \right) \right]$.

| | | |
|-----------------------|------|------|
| | | ⊥ |
| Strahlradius w [mm] | 1,91 | 1,51 |

Tabelle 4.21: Auswertung der Strahldurchmesser des Signalstrahls, vor und nach Verstärkung des $\left[(1 \times 2) \setminus \text{Idler} \times 3 \right]$ -Aufbaus

4.4.4 Analyse der spektralen Eigenschaften des OPA

Für die Messung der Spektren wurde ein Spektrum Analysator (Datenblatt s. Anlage A.1) benutzt. Bei den Messungen wurde der Signalstrahl des OPO und des OPA aufgenommen, das in Abbildung 4.80 zu erkennen ist.

Wie der Abbildung 4.80 zu entnehmen ist zeigte der OPO, wie auch die Messung

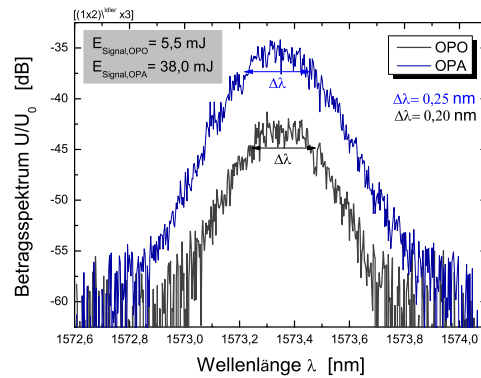


Abbildung 4.80: Spektrale Aufnahme des OPO und OPA des $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbaus mit Hilfe eines Ando Optical Spektrum Analysators AQ6319.

in Kapitel 4.3.3, eine spektrale Bandbreite von $\sim 0,20nm$ (FWHM). Bei der Vermessung des OPA wurde eine spektrale Bandbreite von $\sim 0,25nm$ (FWHM) ermittelt, das einer Verbreiterung, auf Grund des Verstärkungsprozesses, um $\sim 0,05nm$ entspricht. Die Verstärkungsbandbreite (GainBWsig) des gewählten Prozesses ist $1,53nm$ (s. Tabelle 3.3) und ist somit breiter als die spektrale Bandbreite des Eingangssignals (OPO). Daraus folgt, dass das Spektrum des OPO vollständig verstärkt werden kann. Die geringe Verbreiterung kann durch eine Sättigung des Aufbaus erklärt werden, d. h. im Zentrum ist die Verstärkung geringer als an den Flanken, welche diese anhebt.

In Kapitel 4.4.2 wurde bei der Vermessung des $[1 \times 2 \times 3 \times 4]$ eine Abhängigkeit der Verstärkung von der Seedingstabilität des Pumplasers bemerkt. Dieser Verdacht soll im Folgenden untersucht werden.

Wie in Abbildung 4.81 zu erkennen ist, zeigt der OPA (mit Seeding des Pumplasers) eine spektrale Bandbreite von $\sim 0,25nm$ (FWHM), im Gegensatz zur

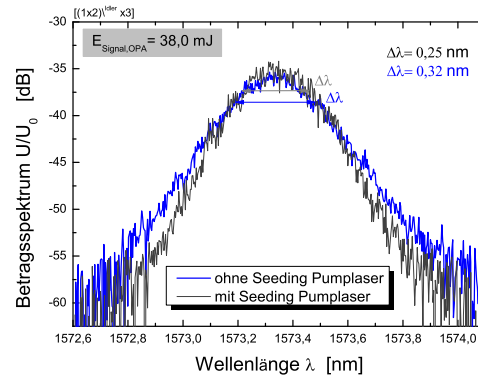


Abbildung 4.81: Spektrale Aufnahme des OPA ohne und mit seeding des Pumplaser des $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbaus, mit Hilfe eines Ando Optical Spektrum Analysators AQ6319.

Messung ohne Seedlaser, bei welcher er eine Verbreiterung um $\sim 0,07nm$ erfährt. Da der gesamte Prozess der Verstärkung ($OPO/OPA \Leftrightarrow Pumplaser$, $OPO \Leftrightarrow OPA$) und somit auch die Abhängigkeiten sehr komplex sind, können sie an diesem Punkt nicht direkt geklärt werden. Schlussendlich soll der OPO im Single-Longitudinal-Mode betrieben werden. Daher sind die spektralen Eigenschaften des breitbandigen OPA für die Lidaranwendung von nachrangiger Relevanz.

4.4.5 Vergleich und Zusammenfassung der Systeme

Ziel der Untersuchung war es, die nötigen Signalenergien und Strahleigenschaften für das geplante satellitengestützte Messsystem zu erreichen und diese zu charakterisieren.

Begonnen wurde mit der Vermessung eines Einkristallsystems, um Aufschluss über den Verstärkungsbereich und dessen Eigenschaften zu erlangen. In weiteren Messungen wurde der Aufbau um verschiedene Mehrkristallsysteme erweitert.

Zusammenfassung der aufgebauten Systeme

Das **Einkristallsystem** erreichte Verstärkungen im Bereich von **3,1 – 2,7** ($@E_{Pump} = 150mJ$) für Signaleingangsenergien von $(3-6)mJ$, was einer Effizienz von $\eta_{OPA} \sim 7\%$ ($@E_{Signal} = 6mJ$) und Konversionseffizienz⁷ von $\eta_{Konv.} \sim 10,5\%$ entspricht. Es wurde eine maximale Signalenergie von **15mJ** erreicht.

Als erster **Mehrkristallaufbau** wurde der $[1 \times 2 \times 3]$ -Aufbau vermessen. Dieser zeigte Verstärkungen von **13,00 – 6,35** ($@E_{Pump} = 150mJ$) für Signaleingangsenergien von $(2-6)mJ$, was einer Effizienz von $\eta_{OPA} \sim 20\%$ ($@E_{Signal} = 5,7mJ$) und Konversionseffizienz von $\eta_{Konv.} \sim 30\%$ entspricht. Für diesen Aufbau wurde eine Maximalsignalenergie von **36mJ** erreicht.

Die Erweiterung des Aufbaus um einen weiteren Kristall ($[1 \times 2 \times 3 \times 4]$) brachte eine Verstärkung von **8,5** ($@E_{Pump} = 150mJ \wedge E_{Signal} = 5mJ$) mit einer Signalenergie von $28mJ$. Jedoch kam es für diesen Aufbau zur Rückkonversion aufgrund der Anwesenheit von Signal- und Idlerstrahlung mit hoher Energiedichte.

Zur Vermeidung dieses Effektes wurde bei dem $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbau die Idlerstrahlung vor dem dritten Kristall ausgekoppelt.

Die Messung zeigte Verstärkungen von **17,14 – 8,20** ($@E_{Pump} = 175mJ$) für Signaleingangsenergien von $(2,1-6,4)mJ$, was einer Effizienz von $\eta_{OPA} \sim 26\%$ ($@E_{Signal} = 6,4mJ$) und Konversionseffizienz von $\eta_{Konv.} \sim 39\%$ entspricht. Des Weiteren konnte für diesen Aufbau auch eine erfolgreiche Abschätzung der Verstärkung für alle drei Kristalle realisiert werden. Der $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} 3]$ -Aufbau

⁷Konversionseffizienz: $\eta_{Konv.} = \eta_{Signal} + \eta_{Idler}$.

erreichte mit einem Wert von **52, 5mJ** erstmals die Forderung der *ESA* bezüglich der Signalenergie.

Die Erweiterung des Aufbaus um einen vierten Kristall

$([(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times (3 \times 4)])$ brachte Verstärkungen von **33, 33 – 8, 36** ($@E_{Pump} = 175mJ$) für Signaleingangsenergien von $(0, 9 – 5, 5)mJ$, was einer Effizienz von $\eta_{OPA} \sim 23\%$ ($@E_{Signal} = 5, 5mJ$) und Konversionseffizienz von $\eta_{Konv.} \sim 34, 5\%$ entspricht.

Um feststellen zu können wie sich der Verstärkungsprozess in Abhängigkeit des Orts der Auskopplung der Idlerstrahlung verhält, wurde zuletzt noch der $[1 \times \setminus^{Idler}(2 \times 3)]$ -Aufbau vermessen.

Die Messungen zeigten Verstärkungen von **13, 33 – 5, 26** ($@E_{Pump} = 175mJ$) für Signaleingangsenergien von $(0, 9 – 5, 7)mJ$, was einer Effizienz von $\eta_{OPA} \sim 14\%$ ($@E_{Signal} = 5, 7mJ$) und Konversionseffizienz von $\eta_{Konv.} \sim 21\%$ entspricht. Unter Berücksichtigung des Photonenbildes tragen beide Photonen, also Signal- und Idlerphoton, zum Verstärkungsprozess ($E_{Signal} + E_{Idler} \longrightarrow E_{Pump}$) des OPA bei. In diesem Aufbau wurde die Idlerstrahlung bereits nach dem ersten Kristall ausgekopplt und spielt bei dem Konversionsprozess⁸ des zweiten Kristalls somit keine Rolle. Dies erklärt den starken Abfall der Verstärkung und der Konversionseffizienz für den $[1 \times \setminus^{Idler}(2 \times 3)]$ -Aufbau.

Vergleich der vermessenen Systeme

Ziel dieser Arbeit war, wie oben bereits erwähnt, das Erreichen der geforderten Signalenergie und Charakterisierung der zielführenden Aufbauten. Hierbei wurden Verstärkung, Sättigung, Stabilität und Effizienz als Bewertung und Vergleichskriterien verwendet.

Im Folgenden werden ausschließlich Dreikristallsysteme verglichen, da für aussagekräftige Vergleiche der Vierkristallsysteme wegen zeitlichen Gründen zu wenig Messungen durchgeführt wurden.

⁸Auch jedes Idlerphoton erzeugt ein Signalphoton unter Abbau eines Pumpphotons.

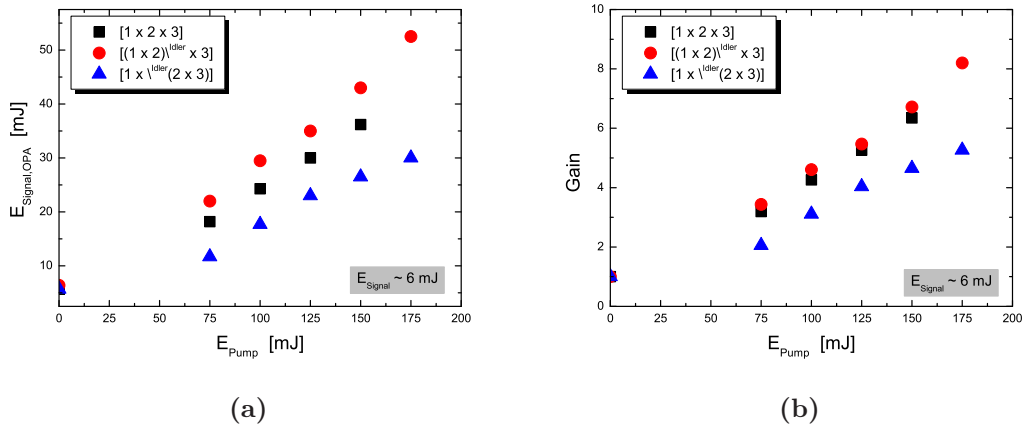


Abbildung 4.82: Vergleich der Dreikristallsysteme mit Hilfe der Signalenergie des OPA (a) und der Verstärkung (b) in Abhängigkeit der Pumpenergie.

Die Abhängigkeit der Signalenergie und Verstärkung von der Pumpenergie, für alle Dreikristallsysteme, ist in Abbildung 4.82 zu erkennen. Hier wurden mit dem $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbau die höchsten Signalenergien erzeugt. Jedoch ist die Verstärkung im Vergleich zum $[1 \times 2 \times 3]$ -System nicht signifikant höher. Der $[1 \times \setminus^{Idler} (2 \times 3)]$ -Aufbau zeigte in Abbildung 4.82 (a) und (b) schlechtere

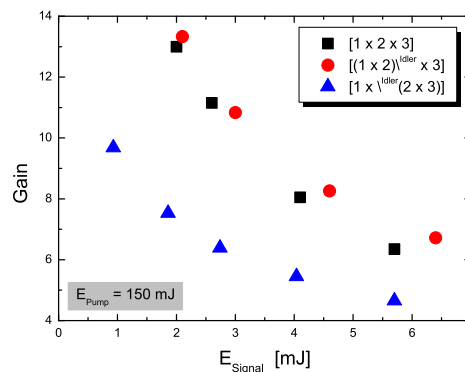


Abbildung 4.83: Vergleich der Dreikristallsysteme durch die Abhängigkeit des Gain von der Signalenergie.

Verstärkungen, was auch die Betrachtung der Konversionseffizienzen in Abbildung 4.84 bestätigt. Gründe hierfür wurden im vorherigen Kapitel diskutiert.

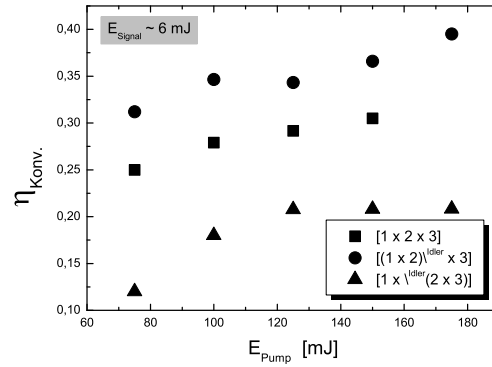


Abbildung 4.84: Vergleich der Dreikristallsysteme mit Hilfe der Konversions-effizienz in Abhängigkeit der Pumpenergie.

Als Resümee sind die $[1 \times 2 \times 3]$ und $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -System für den OPA am Vielversprechendsten. Denn sie zeigen die höchsten Verstärkungen, um die benötigten Signalenergien liefern können. Jedoch wird empfohlen für einen stabilen Betrieb ein Vierkristallsystem zu verwenden. Aus diesem Grund wurden die Systeme $[1 \times 2 \times 3 \times 4]$ und $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$ aufgebaut. Das $[1 \times 2 \times 3 \times 4]$ -System hatte jedoch Probleme mit der Rückkonversion im vierten Kristall. Der Aufbau $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$ zeigte hier die besten Eigenschaften. Er erreichte auch die absolute Maximalverstärkung von 33,3 ($@E_{\text{Signal}} = 0,9 \text{ mJ} \wedge E_{\text{Pump}} = 175 \text{ mJ}$). Es sollten jedoch weitere Untersuchungen mit dem Ort der Auskopplung und evtl. dem Auskopplungsgrad der Idlerstrahlung durchgeführt werden. Da hier, aus oben beschriebenen Gründen, noch Verstärkungspotentiale, vor allem für Systeme mit niedrigen Signalenergien, stecken.

Zusammenfassung der Strahlprofilaufnahmen

Ein Teil dieser Arbeit war die Beschreibung der Auswirkungen des Verstärkungsprozesses auf die Strahlqualität. Aus in Kapitel 4.3.2 erwähnten Gründen, konnte die qualitative Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr realisiert werden. Jedoch wurden trotzdem Aufnahmen gemacht und ausgewertet, was aber mehr als quantitative Auswertung anzusehen ist.

| System | Verstärk. | Sig.-E. [mJ] | Konv.-Eff. | Pum.-E. [mJ] |
|---|-----------|------------------|------------|------------------|
| [1] | 3,1 | 15,0 | 10,5 | 150 |
| $[1 \times 2 \times 3]$ | 13,0 | 36,0 | 30,0 | 150 |
| $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ | 17,1 | 52,5 | 39,0 | 175 |
| $[1 \times \setminus^{Idler} (2 \times 3)]$ | 13,3 | 30,0 | 21,0 | 150 |
| $[1 \times 2 \times 3 \times 4]$ | 8,5 | 28,0 | 22,0 | 150 |
| $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} (3 \times 4)]$ | 33,3 | 46,0 | 34,5 | 175 |

Tabelle 4.22: Zusammenstellung der max. Verstärkung, Signalenergie und Effizienz aller Kristallsysteme

Die Vermessung des Einkristallsystems zeigte kaum Auswirkungen auf das Signalprofil, auf Grund der Verstärkung. Es wurde eine Verbreiterung des Profils um (5 und 15)% gemessen. Gründe für diese Verbreiterung konnten jedoch nicht gefunden werden.

Des Weiteren wurde für den $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ -Aufbau Aufnahmen durchgeführt. Aus zeitlichen Gründen konnte nur eine Aufnahme des OPA-Profils gemacht werden. Die Aufnahme wurde bei der Maximalenergie von 52,5 mJ durchgeführt. Das Profil zeigt keine Auffälligkeiten.

Abschließend wird empfohlen, weitere Untersuchungen nach dem Aufbau des M^2 -Messplatzes durchzuführen.

Vergleich mit der existierenden Literatur

Verschiedene OPA-Systeme wurden in (Arisholm et al. (2004) (Wu et al. (1999) (Kulatilaka et al. (2004) (Bosenberg and Guyer (1993) beschrieben, jedoch wurde KTA als Material noch nicht vermessen. Hierbei beschreibt (Arisholm et al. (2004) ein OPO(KTP)/OPA(KTP), (Wu et al. (1999) ein OPG(BBO)/OPA(BBO), (Kulatilaka et al. (2004) ein OPG(BBO)/OPA(BBO) & OPO(BBO)/OPA(BBO) und (Bosenberg and Guyer (1993) ein OPO(KTP)/OPA(KTP)-System. Der direkte Vergleich mit den Systemen ist auf Grund verschiedener Kristalle und Auf-

bauvarianten nur bedingt möglich. Es scheint der Aufbau von Gunnar Arisholm (Arisholm et al. (2004)) für den folgenden Vergleich am Geeignetsten, da er eine vergleichbare Pumpquelle und Wellenlängenbereich nutzt.

Das beschriebene System von (Arisholm et al. (2004)) (OPO(KTP)/OPA(KTP)), wurde mit kritischer Phasenanpassung TYP II ($\lambda_S = 2,08\mu m$) aufgebaut. Der OPA besteht aus 1-4 KTP-Kristallen. In dem Paper wurden die Verstärkungseigenschaften für verschiedene Aufbauten vermessen und die Auswirkung auf das M^2 .

Für ein Zweikristallsystem ($[1 \times 2]$) wurde eine Verstärkung von **20** ($@E_{Signal} = 0,9mJ \wedge E_{Pump} = 175mJ$) vermessen, was einer Effizienz von $\eta_{Konv.} \sim 10\%$ entspricht. Das Dreikristallsystem ($[1 \times 2 \times 3]$) zeigte eine Verstärkung von **39** ($@E_{Signal} = 0,9mJ \wedge E_{Pump} = 175mJ$), was einer Effizienz von $\eta_{Konv.} \sim 20\%$ entspricht. Des Weiteren wurde auch ein $[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times 3]$ vermessen, welcher aber im Gegensatz zu unserer Feststellung kaum eine Änderung zeigte. Dies kann über die niedrigen Signaleingangsenergien erklärt werden. Der Vergleich zu unserem Aufbau, der eine Verstärkung von **17** ($@E_{Signal} = 2,1mJ \wedge E_{Pump} = 175mJ$) zeigte, ist auf Grund der unterschiedlichen Signalenergien nur beschränkt möglich. Für den Vierkristallaufbau ($[(1 \times 2) \setminus^{Idler} \times (3 \times 4)]$) wurde eine Signaleingangsenergie von **0,9mJ** vermessen. Hier wurde eine Verstärkung von **33** ($@E_{Signal} = 0,9mJ \wedge E_{Pump} = 175mJ$) gemessen, im Vergleich zum Aufbau von (Arisholm et al. (2004)), der eine Verstärkung von **44** zeigte, ist dieses Ergebnis, im Rahmen der Messgenauigkeiten und der unterschiedlichen Versuchsdurchführungen, durchaus vergleichbar.

KTP wäre prinzipiell auch für den in dieser Arbeit untersuchten Aufbau denkbar, jedoch ist KTP im Wellenlängenbereich von 3300nm (Idlerwelle) nicht mehr 100% transparent (s. Abbildung 3.6).

Auf einen Vergleich der M^2 -Messungen wird aus bereits erwähnten Gründen im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Diskussion

5.1 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, den Transmitter eines DIAL Systems weiterzuentwickeln und die Anforderungen an ein weltraumgestütztes System zu erbringen. Der Schwerpunkt wurde hierbei auf das Erreichen der nötigen Signalenergie und der Charakterisierung deren Eigenschaften gelegt. Des Weiteren sollten die Strahlqualität, welche bisher unbekannt ist, mittel M^2 bestimmt werden.

Zunächst wurde dazu mit der Vermessung des Pumplasers begonnen. Zu Beginn wurde der OPO/OPA-Aufbau mit einem diodengepumpten Nd:YAG Laser mit einer Repetitionsrate von $100Hz$, welcher die Anforderungen (s. Tabelle 1.1) der ESA bezüglich PRF und Strahlqualität erfüllt, aufgebaut. Nach ersten Messungen wurde jedoch ein nicht im Rahmen dieser Arbeit behebbarer Schaden der Pumpkammern festgestellt. Aus diesem Grund wurde der diodengepumpte Laser durch ein anderes System, das aus einem blitzlampengepumpten Nd:YAG Laser mit einer Repetitionsrate von $10Hz$ besteht, ersetzt. Obwohl dieser Laser die Forderungen bezüglich puls-repetition-frequenz (PRF) und Strahlqualität nicht erfüllt, bietet er dennoch eine gute Möglichkeit zur Untersuchung des OPA.

Die Vermessung des Pumplasers ($\lambda_{Pump} = 1064nm$) ergab eine Pulslänge von

6,6 ns mit einer maximalen Energie von $600 \frac{mJ}{Puls}$. Eine quantitative Messung der Strahlqualität (M^2) des Lasers erbrachte einen Wert von $\sim 1,9$. Auf Grund des instabilen Resonatoraufbaus besitzt der Laser ein flat-top Profil (Supergaußfaktor $\sim 3,5$).

Ein Teil der Laserenergie wird zum Pumpen des OPO verwendet, der als Quelle für die Signalstrahlung dient. Dieser besteht aus einer ringförmigen Cavity, mit einem KTP-Kristall als aktives nichtlineares Medium, welche einfach resonant für λ_{Signal} (1573 nm) ist. Der OPO erreichte mit einer Pumpenergie von 75 mJ eine Signalenergie von 8,5 mJ. Die Strahlanalyse des OPO brachte einen Divergenzwinkel von $\sim (1,07; 2,36) mrad$ ($(||; \perp)$ -Achse) und einem Strahldurchmesser von $\sim 3,5 mm$ ($1/e^2$). Eine M^2 Messung konnte im Rahmen der Diplomarbeit (in diesem Wellenlängenbereich) nicht realisiert werden.

Die Signalstrahlung des OPO wurde mit einem OPA, der als nichtlineares Medium einen KTA-Kristall benützt, verstärkt. Als Energiequelle für den Konversionsprozess stand der oben genannte Laser zur Verfügung. Es wurden verschiedene Mehrkristallsysteme mit bis zu vier Kristallen untersucht.

Ziel war es, die nötigen Energien für ein weltraumgestütztes System zu erreichen. Mit einem Dreikristallsystem mit Auskopplung der Idlerwelle wurde die nötige Signalenergie mit 52,5 mJ, mit einer gesamten Konversionseffizienz von 39%, erreicht. Für geringe Signalenergien ($\sim 0,9 mJ$) erreichte ein Vierkristallssystem eine maximale Verstärkung von 33,3. Eine Strahlanalyse des OPA konnte lediglich qualitativ durchgeführt werden. Diese zeigte kaum Unterschiede auf Grund des Verstärkungsprozesses der Strahlparameter es wurde lediglich eine Verbreiterung des Strahlprofils von max. 15% gemessen. Das Spektrum des OPA zeigte eine leichte Verbreiterung, das auf eine Sättigung des vermessenen Aufbaus zurückgeführt werden kann.

Die Aufgabenstellung der Arbeit war, der Aufbau und die Charakterisierung des OPA auf Basis von KTA Kristallen. Die Arbeit sollte bis dato erst Messungen und Ergebnisse der Verstärkungspotentiale und erreichbare Energien von KTA liefern. Es wurde somit bewiesen, dass die hier vorgestellten OPA-Systeme, die die nötige Signalenergie erreichten und nur geringen Änderungen des Strahlpro-

files zeigten, hervorragend für den weltraumgestützten Einsatz geeignet sind. Es ist darüber hinaus kein Grund ersichtlich, dass die Ergebnisse nicht auch mit einem anderen Pump laser erreichbar sind. Des Weiteren kann mit den Ergebnissen dieser Arbeit ein optimales System ermittelt und bestimmt werden.

5.2 Weiterentwicklungspotentiale

Für einen zukünftigen Ausbau des Transmitters stellten sich einige Verbesserungen im Verlauf der Messungen heraus, welche im Folgenden vorgestellt werden. Als Pump laser wird zukünftig ein, bezüglich räumlicher und spektraler Strahlqualität, stabileres System eingesetzt, welcher natürlich auch die nötigen Repetitionsrate von 100Hz (50Hz PRF) erfüllt.

Da der OPO als Signalquelle die räumliche Strahlqualität vorgibt, sollte dessen Optimierung im Vordergrund stehen. Der Austausch der Blende vor dem OPO durch ein Teleskop, welches den Strahlquerschnitt des Pump lasers reduziert, wäre hier wesentlicher Punkt zur Verbesserung. Ein stabiler Betrieb des OPA kann durch ein Vierkristallsystem erreicht werden, jedoch wurden für die vorgestellten Aufbauten Rückkonversion und Sättigungseffekt festgestellt. Eine Optimierung des Vierkristallaufbaus für einen stabileren Betrieb wäre, bei zu hoher Energiedichte von Signal- und Idlerstrahlung, die Auskopplung bzw. die Schwächung der Idlerstrahlung durch z.B. teildurchlässige Spiegel. Die Sättigungseffekte können durch eine Reduzierung der eingestrahnten Signalenergie des OPO vermieden werden, das auch zu einer evtl. Verbesserung des Signalstrahlprofils führen würde. Da zum Erreichen der nötigen Signalenergie von 50mJ , bei einer gemessenen Verstärkung von ~ 35 , lediglich eine Signaleingangsenergie von $\sim 1,5\text{mJ}$ nötig ist, wäre auch ein Ersatz des OPO durch einen *optisch parametrischen Generator* (OPG) denkbar. In OPGs wird der parametrische Prozess durch die spontane parametrische Fluoreszenz initiiert, welcher jedoch höhere Pumpintensitäten benötigt.

Eine wesentliche spektrale Verbesserung sollte durch Injection Seeding erreicht

werden. Hierzu sollten noch Untersuchungen der Auswirkungen des OPAs durchgeführt werden.

Ein offener Punkt, welcher im Rahmen dieser Arbeit nicht fertiggestellt werden konnte, ist der Aufbau zur M^2 -Messung im nahen infraroten Spektralbereich. Hierbei stellte sich das Kamerasystem als kritischer Punkt heraus. Die vorhandene Kameratechnik hat für derartige Messungen noch nicht den nötigen Entwicklungsstand erreicht. Es sind hier noch einige offene Punkte, welche Verbesserungen benötigen.

Als Resumée der vorliegenden Arbeit ist ein hohes Potential des optisch parametrischen Verstärkers, auf Basis von KTA-Kristallen, für zukünftige Weltraumanwendungen und andere Anwendungen zu erkennen.

Anhang A

Datenblätter

A.1 Datenblatt Ando Optical Spektrum Analysator AQ6319

Specifications

| | |
|---|--|
| Applicable fiber | SM (9.5/125µm), GI (50/125µm) |
| Measurement wavelength range | 600 to 1700nm |
| Span | 0.1nm to full range and zero span |
| Wavelength accuracy ^{1,2,3,4} | ±10pm (1520 to 1580nm, after calibration with built-in source) ±20pm (1450 to 1520nm, after calibration with built-in source) ±20pm (1580 to 1620nm, after calibration with built-in source) ±50pm (Full range, after calibration with built-in source) |
| Wavelength linearity ^{1,2,3,4} | ±10pm (1520 to 1580nm, after calibration with built-in source) ±20pm (1450 to 1520nm, after calibration with built-in source) ±20pm (1580 to 1620nm, after calibration with built-in source) |
| Wavelength repeatability ^{1,2,3,4} | ±2pm (1min. or less, 1450 to 1620nm) |
| Number of samplings | 101 to 50001 |
| Resolution bandwidth | 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5 and 1nm |
| Resolution accuracy ^{1,2,3,4,5} | ±2% (RES.: 0.1nm or wider, 1450 to 1620nm) ±2.5% (RES.: 0.05nm, 1450 to 1620nm) ±6% (RES.: 0.02nm, 1450 to 1620nm) |
| Level sensitivity setting ⁶ | NORM_HOLD, NORM_AUTO, MID, HIGH 1, HIGH 2 and HIGH 3 |
| Level sensitivity ^{1,2,3,4,5} | -90dBm (1250 to 1620nm, RES.: 0.05nm or wider, SENS.: HIGH 3) -80dBm (1000 to 1250nm, RES.: 0.05nm or wider, SENS.: HIGH 3) -60dBm (800 to 1000nm, 1620 to 1680nm, RES.: 0.05nm or wider, SENS.: HIGH 3) |
| Level accuracy ^{1,2,3,4,5} | ±0.3dB (1550/1600nm, 0/-20dBm, RES.: 0.02nm or wider) ±0.3dB (1310nm, 0/-20dBm, RES.: 0.05nm or wider) |
| Level linearity ^{1,2,3,4,5} | ±0.05dB (-50 to +10dBm, RES.: 0.02nm or wider, SENS.: HIGH 1 to 3) |
| Level flatness ^{1,2,3,4,5} | ±0.1dB (1520 to 1620nm, -20dBm, RES.: 0.02nm or wider) |
| Level stability ^{1,2,3,4,5} | ±0.01dB at 1min., ±0.02dB at 15min. (1550/1600nm, -20dBm, RES.: 0.05nm or wider) |
| Maximum input power ⁷ | +23dBm (Per channel, Full span, Attenuation on) |
| Safe max. input power ⁷ | +27dBm (Total safe power, Attenuation on) |
| Close-in dynamic range ^{1,2,3,4,5,8} | 40dB (±50pm from peak at 1523nm, RES.: 0.01nm) 60dB (±100pm from peak at 1523nm, RES.: 0.01nm) 70dB (±200pm from peak at 1523nm, RES.: 0.01nm) 60dB (±200pm from peak at 1523nm, RES.: 0.1nm) |
| Polarization dependency ^{1,2,3,4,5} | ±0.05dB (1520 to 1620nm, RES.: 0.02nm or wider) ±0.07dB (1450 to 1520nm, RES.: 0.02nm or wider) ±0.07dB (typ.) (1310nm, RES.: 0.05nm or wider) |
| Sweep time | 0.5 sec. (any 100nm, SMPL.: 1001, SENS.: NORM_HOLD) ⁹ 1 sec. (any 100nm, SMPL.: 1001, SENS.: MID) ⁹ 3 sec. (any 100nm, SMPL.: 1001, SENS.: HIGH 1) ⁹ 15 sec. (any 100nm, SMPL.: 1001, SENS.: HIGH 3) ¹⁰ 120 sec. (any 100nm, SMPL.: 1001, SENS.: HIGH 3 with chop mode on) ¹⁰ |
| Function | Automatic measurement |
| Setting of measuring conditions | Program function (84 programs, 200 steps) Span setting: 0 to 1100nm, Number of averaging setting: 1 to 999 times, Automatic measuring condition setting function, Sweep between line markers function, 0nm sweep function, External trigger measurement function, Air/Vacuum wavelength measurement function |

| | | |
|-----------------------------------|-------------------------------------|---|
| Function | Display | Level scale setting: 0.1 to 10dB/div., Vertical division number setting: 8, 10 or 12, Ref. level position setting function, Linear scale display, Simultaneous display of 7 independent traces, Data table display, Label display, Split display, Normalized display, Curve-fit display. |
| Function | Display | Power density display, % display, dB/nm display, dB/km display, Template display, Horizontal scale zoom in/out display, Frequency display of horizontal axis scale |
| | Trace | 7 independent traces, Max./Min. hold, Calculate between traces, Roll average, Normalize, Curve-fit |
| | Marker/Search | Delta marker (Max. 1024), Line marker, Peak search, Next peak search, Bottom search, Next bottom search, Auto search, Peak/Bottom search between line markers, Search in the zooming area |
| | Analysis | WDM analysis, EDFA analysis, Optical filter analysis, WDM filter analysis, Spectral width, Notch width, SMSR analysis, PMD analysis, LED/FP-LD/DFB-LD analysis, Power analysis, Go/NoGo judgment, Auto analysis, Analysis between line markers, Analysis in the area |
| | Ethernet | TCP/IP Protocol, FTP function |
| | External printer ¹¹ | ESC/P |
| | Others ¹² | Self wavelength calibration with built-in reference light source Optical alignment with built-in reference light source |
| Memory | Built-in FDD (3.5-inch 2HD) | MS/DOS format |
| | Internal memory | 32 traces, 20 programs |
| | File format | Binary/CSV(Text), BMP/TIFF |
| Printer | Built-in high-speed thermal printer | |
| Interface | Remote control | AQ6317 Series compliant commands (IEEE488.1), IEEE488.2 full support |
| | Others | GPB x 2, RS232C, Printer port, External SVGA, PS/2 x 2, LAN |
| Display | | 10.4-inch color LCD (Resolution: 800 x 600 dots) |
| Optical connector ¹³ | | AO9447 (*) connector adapter: optional |
| Power requirement | | 100 to 240 (±10%) V, 50/60Hz, approx. 400VA |
| Environmental conditions | | Operating temperature: +5 to +40°C Storage temperature: -10 to +50°C Humidity: 60%RH or less (no condensation) |
| Dimensions and mass ¹⁴ | | Approx. 425 (W) x 222 (H) x 500 (D) mm, 33kg |
| Accessories | | Power cord: 1, printer paper: 1, instruction manual: 1 |

Notes:

- 1) With 9.5/125µm SMF, after 1 hour warm-up, after optical alignment
- 2) At 15 to 30 °C
- 3) At chop mode off
- 4) Horizontal scale: wavelength display mode
- 5) At 23 ± 3 °C
- 6) Internal chop mode available at HIGH1 to 3 sensitivity settings
- 7) With applied input fiber Type B1 1.9/125µm SMF defined on IEC60793-2 (Mode field diameter: 9.5µm, NA: 0.104 to 0.107, PC polished), attenuation off, vertical scale: absolute power display mode
- 8) Sensitivity setting is MID, HIGH1 to 3 and chop mode off
- 9) Sensitivity setting is HIGH3 and chop mode on
- 10) For wavelength resolution ≤ 0.2 nm
- 11) For wavelength resolution ≤ 0.5 nm
- 12) Please ask local agent for printer type.
- 13) AO9447 universal adapter (optional) is required for the output port of the reference light source (specify FC, SC or ST for connector type).
- 14) *: Connector type. Specify FC, SC or ST connector.
- 15) Except protector

Abbildung A.1: Datenblatt Ando Optical Spektrum Analysator AQ6319

A.2 Datenblatt der Coherent-Kamera

LaserCam-HR

High-Resolution Laser Beam Profiling System

| LaserCam-HR | | |
|---|--|---|
| Specifications | Matrix Size | 1280 x 1024 pixels |
| | Pixel Size | 6.7 x 6.7 μm |
| | Sensor Active Area | 8.5 x 6.8 mm ² (inch format) |
| | Spectral Range | 300 to 1,100 nm (400 to 1,100 with LDFP) |
| | Glassless Sensor | Low Distortion Faceplate is removable |
| | Low Distortion Faceplate (LDFP) | NG10 glass, nominal DOF 2.3 |
| | Electrical Interface | USB 2.0 |
| | Modes of Operation | Pulsed, CW |
| | Pulsed Mode Trigger Methods | Trigger In (TTL) |
| | Maximum Pulse Trigger In Rate | 100 Hz (without averaging adjacent pulses) |
| | Maximum Frame Rate | 15 FPS (live video, no calculations) 10 FPS (capture with calculations) |
| | CW Saturation @ 633 nm | 40 mW/cm ² (with LDFP), 16 $\mu\text{W/cm}^2$ (without LDFP) |
| | CW Saturation @ 1064 nm | 800 mW/cm ² (with LDFP), 320 $\mu\text{W/cm}^2$ (without LDFP) |
| | USB 2.0 Connector | 5-pin standard USB cable included |
| | Trigger Connector | BNC connector, trigger cable included |
| BeamView-USB Analyzer PC Software | Measures | Centroid & peak locations, pointing stability beam width/diameter, divergence, gaussian fit analysis, elliptical analysis and uniformity analysis |
| | Beam Width Calculations | Multiple, including the ISO standard d4 Sigma |
| | Displays | 2-D, 3-D and choice of 4 color styles |
| | Data Logging | For long-term laser stability analysis |
| | Data File Formats | Binary, ASCII, Bitmap, JPEG/JIF and many more |
| | Operating System Compatibility | Windows XP (service pack 1 or higher) |
| | Pass/Fail Analysis | Of all measurements for production automation |
| | Statistical Analysis | Of all measured laser parameters |
| | Background Noise Level Monitoring | Alerts user when background correction is invalid |
| | Password Protection | Limits unauthorized access to system configuration |
| | Automated Apertures | Display calculated beam dimensions |
| | User-Defined Apertures | Limit the scope of data for Over-in-the-Bucket calculations |
| | Cursors | Display centroid, comparative and fit data |
| | Crosshair | Defines bore-sighting central axis, centroid and/or peak locations |
| | Total Power or Energy Calibrated with an External Meter | Enables power density or fluence measurements |
| | Features | On-line help, hot function keys, graphical pan, zoom and many more |
| Part Number | BeamView-USB with LaserCam-HR | 1068156 |



COHERENT, INC.

7470 SW Bridgeport Road

Portland, OR 97224-7286

phone (800) 343-4912

(971) 327-2700

fax (971) 327-2778

e-mail LMC.sales@Coherent.com

web www.Coherent.com

Japan +81 (3) 5635 8700

Benelux +31 (30) 280 6060

France +33 (0)1 6965 5145

Germany +49 (6071) 9680

Italy +39 (02) 34 530 214

UK +44 (1353) 658 833

Coherent follows a policy of continuous product improvement. Specifications are subject to change without notice.

Coherent offers a limited warranty for all LaserCamHR systems. For full details of this warranty coverage, please refer to the Service and Support section at www.Coherent.com or contact your local Sales and Service Representative.

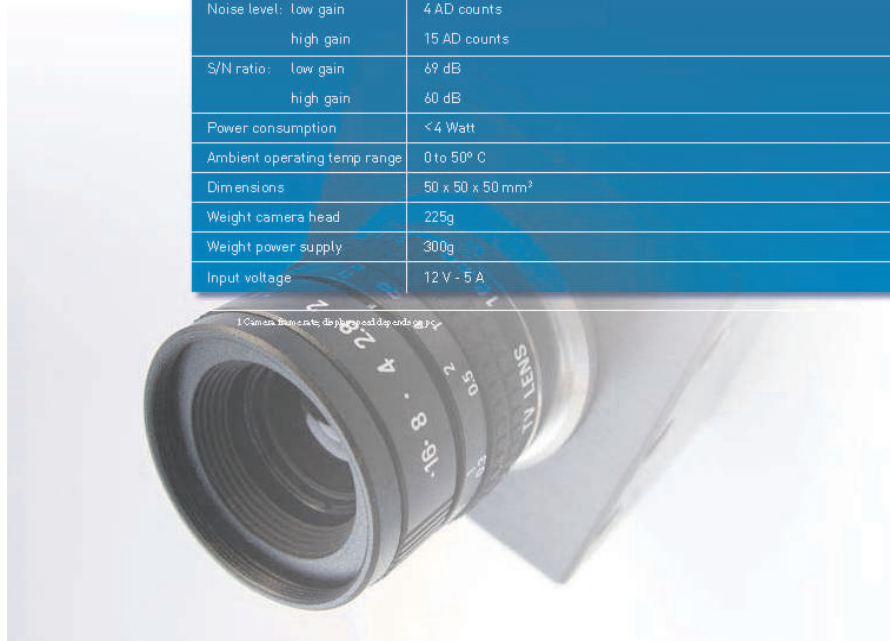


Abbildung A.2: Datenblatt der Coherent-Kamera

A.3 Datenblatt der InGaAs-Kamera

| ARRAY SPECIFICATIONS | |
|----------------------|-----------------------------------|
| Array Type | InGaAs |
| Spectral Band | Standard 0.9 to 1.7 μm |
| # Pixels | 320 x 256 |
| Pixel Pitch | 30 μm |
| Array Cooling | Uncooled |
| Pixel operability | > 99% |

| CAMERA SPECIFICATIONS | XS ANALOG | XS TRIGGER | XS BASE |
|--|------------------------------|------------|---------------------------|
| Optical interface | C-Mount | | |
| Camera control | USB 2.0 | | |
| Operating modes | Self-starting or PC driven | | |
| Image acquisition | USB 2.0 | | |
| Analog interface | Selection of NTSC or PAL | / | |
| Trigger interface | / | TTL levels | / |
| Frame rate (full frame; uncorrected images) ¹ | 60 Hz | 100 Hz | 60 Hz |
| Integration type | Snapshot | | |
| Exposure time range | 1 μs up to 26 ms | | 500 μs - 20 ms |
| Total dynamic range | 14 bit | | |
| Noise level: low gain | 4 AD counts | | |
| high gain | 15 AD counts | | |
| S/N ratio: low gain | 69 dB | | |
| high gain | 60 dB | | |
| Power consumption | < 4 Watt | | |
| Ambient operating temp range | 0 to 50° C | | |
| Dimensions | 50 x 50 x 50 mm ³ | | |
| Weight camera head | 225g | | |
| Weight power supply | 300g | | |
| Input voltage | 12 V - 5 A | | |



A.4 Datenblatt des photoelektromagnetischen IR Detektors

SERIES PEM 10.6 μ m PHOTOELECTROMAGNETIC IR DETECTORS
AMBIENT TEMPERATURE
OPTICALLY IMMERSED AND FLAT





■ FEATURES

- Ambient temperature operation
- No bias required
- Wide spectral range (2 to 12 μ m)
- Response time of 1 ns or less
- No flicker noise
- Operation from DC to HF
- Lightweight, rugged and reliable
- Convenient to use
- Low cost
- Custom design upon request

■ DESCRIPTION

The PEM series detectors operate on the photoelectromagnetic effect photovoltage in the semiconductors. The devices are typically optimized for the best performance at 10.6 μ m. PEMI have been optically immersed to high refractive index GaAs (or CdZnTe) hyperhemispherical (standard) or hemispherical (option) lenses. The detector include a quaternary semiconductor (HgCdZn)Te with selected composition and doping profiles, and of miniature permanent magnets to produce very strong magnetic fields.

The PEM detectors are exceptionally well suited for heterodyne detection of 10.6 μ m radiation. Exhibiting no flicker noise, they can be at the same time used for detection of CW and low frequency modulated radiation in the whole 2 to 12 μ m spectral range. Custom detectors such as for e.g. single elements of various sizes, quadrant cells and multielement arrays, various specialized packages and connectors are available upon request.

■ SPECIFICATION @20°C

| CHARACTERISTICS | UNITS | PEM-10.6 | PEMI-10.6 |
|---|-------------------|--|--|
| λ_{op} | μ m | 10.6 | 10.6 |
| Detectivity*: at λ_{peak} at λ_{op} | $cm^2/Hz^{1/2}/W$ | $\geq 1.5 \cdot 10^7$ $\geq 4 \cdot 10^6$ | $\geq 8 \cdot 10^7$ $\geq 2 \cdot 10^7$ |
| Responsivity | V/W | ≥ 0.04 | ≥ 0.2 |
| Response Time | ns | ≤ 1 | ≤ 1 |
| Resistance | Ω | 40 to 100 | 40 to 100 |
| Operating temperature | K | 300 | 300 |
| Field of view, F# | deg | 60, 0.5 | 38, 1.65 |

* Data sheet states minimum D* values for each detector model. Higher performance detectors can be provided upon request.
See application notes for more details.

| Type | Length or diameter [mm] | | | | | | | | | | |
|-----------|-------------------------|------|-----|-----|------|-----|---|---|---|---|--|
| | 0.025 | 0.05 | 0.1 | 0.2 | 0.25 | 0.5 | 1 | 2 | 3 | 4 | |
| PEM-10.6 | | | X | X | X | X | X | X | X | | |
| PEMI-10.6 | | | | | X | X | X | X | | | |



HEADQUARTERS
3 Swietlikow St.,
01-389 Warsaw, POLAND
tel.: +48 22 666 01 45
fax: +48 22 666 01 59
<http://www.vigo.com.pl>

SALES OFFICE
129/133 Poznanska St.,
05-850 Ozarow Maz., POLAND
tel.: +48 22 733 54 21
fax: +48 22 665 21 55
info@vigo.com.pl



Infrared Detectors from VIGO System S.A. AR, 11.02.08.

Abbildung A.4: Datenblatt des photoelektromagnetischen IR Detektors der Firma Vigo aus Polen

Anhang B

Messungen

Xenics-Kamerasystem

Die Kamera (Xenics XS, Fa. Xenics Belgien; s. Datenblatt Anhang A.3), besitzt einen *InGaAs*-Detektor, mit einer spektralen Bandbreite von $(0,9-1,7)\mu m$. Die Auflösung der Kamera beträgt $(320 \times 256)Pixel$, mit einer Pixelbreite von $30\mu m$ ($(9,6 \times 7,68)mm^2$).

Das Kamerasystem bietet folgende Einstellmöglichkeiten:

- High Gain (HG) / Low Gain (LG) / Auto Gain - Mode
- Aussteuerungsbereich (Dynamik)
- Integrationszeit der Aufnahme
- Triggerung

Die Einstellmöglichkeiten wurden im Folgenden vermessen, um die Kamera charakterisieren zu können.

In Abbildung B.1 wurden die verschiedenen Gain-Einstellungen miteinander kombiniert. Hierbei wurde des Weiteren die Integrationszeit variiert.

Wie aus Abbildung B.1 hervorgeht, eignet sich die Einstellung *with low gain mode* / *w/o autogain mode* am Besten für die gewünschte Abbildung. Da hier keine Übersteuerung des oberen Profilbereichs zu erkennen ist. Weiter ist zu erkennen, dass hier die Wahl der Integrationszeit keine wesentliche Rolle spielt. Die anderen Einstellungen zeigten eine völlige Übersteuerung und eine starke Abhängigkeit der Integrationszeit im oberen Profilbereich.

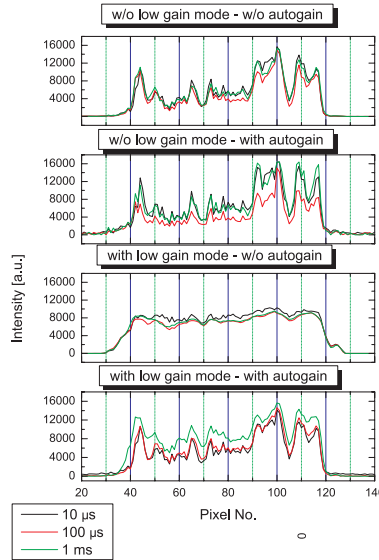


Abbildung B.1: Vergleichsmessung mit verschiedenen Dynamikbereichen bzw. deren Aussteuerung. Hierbei wurden alle Einstellungen miteinander kombiniert unter Variation der Integrationszeit. Die Messung erfolgte am Profil des Nd:YAG Laser durch Abbildung mit einer Linse auf den Chip. Die Aufnahme wurde immer am selben Ort durchgeführt.

In Abbildung B.2 wurden die Aussteuerung, durch variieren der Bestrahlungsenergie, gemessen, um evtl. nichtlineare Effekte zu erkennen. Die Messung wurde einmal mit und einmal ohne Filter (two-point-correction) durchgeführt. Die Integrationszeit wurde bei der Messung mit $100\mu s$ konstant gehalten.

Wie aus Abbildung B.2 entnommen werden kann, zeigt die Kamera bei höheren Aussteuerungsbereichen (> 6000) eine nichtlineare Verbreiterung des Profils, welche über eine Sättigung des Chips erklärt werden kann. Eine Normierung verdeutlicht diese Vermutung nochmal (siehe unteren Teil von a)). In Abbildung B.2 b) wurde das Rauschen des Chips einmal mit und einmal ohne Bestrahlung aufgenommen. Eine Subtraktion der Daten bringt einen Offset von $\sim 60ADU$, was nicht erklärt werden kann.

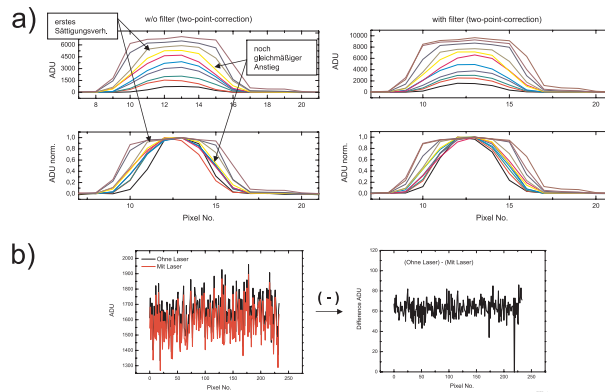


Abbildung B.2: In a) Messung mit verschiedenen Aussteuerungsbereichen. Die Messung wurde einmal mit und einmal ohne Filter (two-point-correction) durchgeführt. In b) wurde das Rauschen der Kamera einmal mit Bestrahlung und einmal ohne Bestrahlung des Chips aufgenommen. Die Aufnahme des Profils wurde immer am selben Ort durchgeführt.

Für die optimalen festgestellten Einstellungen (LG-Mode, ohne Filter, Aussteuerung < 6000) wurden zur Überprüfung der Profilaufnahmen der Coherent und der Xenics -Kamera miteinander verglichen (siehe dazu Abbildung B.3). Hierbei wurde die Integrationszeit der Xenicskamera variiert. Wie aus Abbildung B.3

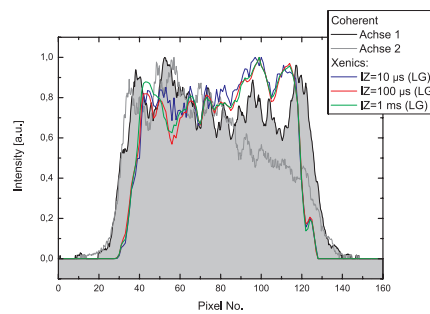


Abbildung B.3: Vergleich der Aufnahmen der Coherent und Xenics Kamera, mit verschiedenen Integrationszeiten und im LG-Mode der Xenics-Kamera.

entnommen werden kann, ist die Profilaufnahme der Xenicskamera immer kleiner als die, der Coherentkamera, das über eine eventuell falsche Offset-Korrektur erklärt werden kann. Die Offset-Korrektur wird jedoch vom System automatisch

durchgeführt und kann nicht beeinflusst bzw. überprüft werden. Eine Abhängigkeit der Integrationszeit konnte abschließend nicht festgestellt werden.

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Satellitengestützte CO_2 -Überwachung vom Weltall | 2 |
| 2.1 | Schematische Darstellung eines typischen Lidar-Systems | 6 |
| 2.2 | Signalschema eines Lidarsystems | 7 |
| 2.3 | Absorptionslinie für DIAL-Messung | 8 |
| 3.1 | Nichtlineare Kennlinie der Rückstellkraft eines Elektrons | 12 |
| 3.2 | Zerlegung durch nichtlinearen Polarisierung | 15 |
| 3.3 | Photonenkonversionsprozess | 18 |
| 3.4 | Leistungsverstärkung eines parametrischen Verstärkers | 19 |
| 3.5 | Bestimmung des Phasenanpassungswinkels | 20 |
| 3.6 | Vergleich des Transparenzbereichs verschiedener Kristalle | 22 |
| 3.7 | Durchstimmkurven KTA | 24 |
| 3.8 | Resonatortypen | 25 |
| 3.9 | Gaußprofil im Grundmode | 27 |
| 3.10 | Supergaußprofil | 28 |
| 3.11 | Strahlausbreitung und Zusammenhang mit M^2 | 29 |
| 3.12 | Relay-Imaging, mit festem Ort | 30 |
| 3.13 | Aufbau eines Relay-Teleskops | 31 |
| 3.14 | Funktionsprinzip Seeding | 33 |
| 4.1 | Konzept des gesamten Aufbaus | 36 |
| 4.2 | geplanter Gesamtaufbau | 36 |
| 4.3 | Rofin Laser | 37 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.4 | Aufbau des ROFIN Nd:YAG Lasers | 38 |
| 4.5 | Messung Spannung- und Stromkennlinie | 39 |
| 4.6 | Temperaturverhalten Laser | 40 |
| 4.7 | nonplanar ring oscillator | 41 |
| 4.8 | Spannungsabhängigkeit der Wellenlänge des Seedlasers | 42 |
| 4.9 | seeding Pumplaser | 43 |
| 4.10 | Einstellung der build-up time | 44 |
| 4.11 | Leistungs- und Effizienzkurve des Oszillators und Preamplifiers . . | 45 |
| 4.12 | Strahlprofil des ROFIN-SINAR Lasers | 45 |
| 4.13 | Einbruch der Leistungs- und Effizienzkurve | 46 |
| 4.14 | Strahlprofil des ROFIN-SINAR Lasers | 47 |
| 4.15 | Schadensbild der Kammer Preamplifier | 48 |
| 4.16 | Ansicht des Lasersystem | 49 |
| 4.17 | Aufbau des Nd:YAG Lasers | 50 |
| 4.18 | seeding Pumplaser | 51 |
| 4.19 | Einstellung der build-up time | 52 |
| 4.20 | Strahlprofil | 53 |
| 4.21 | Aufbau zur M^2 -Messung | 55 |
| 4.22 | M^2 -Messung Continuum Laser | 56 |
| 4.23 | Strahlprofil am Ort des OPA, ohne und mit Relay Imaging. | 57 |
| 4.24 | Konstruktion der Vakuumzelle | 58 |
| 4.25 | Messungen des Strahlprofils am Ort des OPA | 59 |
| 4.26 | Aufbau Polarisator | 61 |
| 4.27 | Aufbau OPO | 63 |
| 4.28 | Pumpenergie gegen Schwellüberhöhung; OPO | 64 |
| 4.29 | M^2 -Messung DFB-Diodenlaser | 67 |
| 4.30 | M^2 -Vergleichsmessung des Nd:YAG Pumplasers | 68 |
| 4.31 | M^2 -Messung des OPO | 69 |
| 4.32 | Fernfeldaufnahme des OPO | 70 |
| 4.33 | Aufnahme Strahlprofil OPO | 70 |
| 4.34 | Messungen des Strahlprofils am Ort des OPA | 71 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.35 | Spektrum des OPO | 72 |
| 4.36 | Aufbau OPA 4x1 | 75 |
| 4.37 | Aufbau zur Phasenanpassung des OPA | 76 |
| 4.38 | Delay line OPA | 77 |
| 4.39 | Verstärkung als Funkt. der Pumpenergie für das Einkristallsystem | 79 |
| 4.40 | Phasenanpassung; OPA | 80 |
| 4.41 | Verstärkung als Funkt. der Pumpenergie für versch. Teleskope | 82 |
| 4.42 | Gain in Abh. der Teleskopvergrößerung | 83 |
| 4.43 | Aufnahme des OPO Pulses mit und ohne Verstärkung | 84 |
| 4.44 | Effizienz des Einkristallsystems | 86 |
| 4.45 | Kompensation des Walk-off-Effekt | 86 |
| 4.46 | Dreikristallaufbau direkt hintereinander | 88 |
| 4.47 | Energie- und Gainabhängigkeit für ein Dreikristallsystem | 89 |
| 4.48 | Sättigungsverhalten, Dreikristallsystem | 89 |
| 4.49 | 3K-Aufbau, Energie- und Gainabhängigkeit für jeden Kristall | 90 |
| 4.50 | Simulation der Verstärkung für Dreikristallsystem | 92 |
| 4.51 | Phasenanpassung, Dreikristallsystem | 92 |
| 4.52 | Vierkristallaufbau, Kristalle direkt hintereinander | 94 |
| 4.53 | 4K-Aufbau, Energie- und Gainabhängigkeit für jeden Kristall | 94 |
| 4.54 | Aufnahme des OPO Pulses mit und ohne Verstärkung | 96 |
| 4.55 | Effizienz des Mehrkristallsystems für den linearen Aufbau | 97 |
| 4.56 | Dreikristallaufbau mit Auskopplung Idlerwelle | 97 |
| 4.57 | Energie- und Gainabhängigkeit des 3K-Aufbau mit Idlerausk. | 98 |
| 4.58 | Sättigungsverhalten des 3K-Aufbau mit Idlerauskopplung | 99 |
| 4.59 | Energie- und Gainabhängigkeit für den 3K-Aufbau mit Idlerausk. | 100 |
| 4.60 | Energie- und Gainabhängigkeit für jeden Kristall | 101 |
| 4.61 | Sättigungsverhalten für dme 3K-Aufbau mit Idlerauskopplung | 101 |
| 4.62 | Aufnahme des OPO Pulses mit und ohne Verstärkung | 103 |
| 4.63 | Vergleich der Pulse mit unterschiedlichen Signaleingangsenergien | 104 |
| 4.64 | Simulation des 3 Kristallsystem mit Idlerauskopplung | 104 |
| 4.65 | Effizienz des Dreikristallsystem mit Idlerauskopplung | 105 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.66 | Vierkristallaufbau mit Auskopplung Idlerwelle | 106 |
| 4.67 | Energie- und Gainabhängigkeit des 3K-Aufbau mit Idlerausk. . . | 107 |
| 4.68 | Sättigungsverhalten des 3K-Aufbau mit Idlerauskopplung | 108 |
| 4.69 | Energie- und Gainabhängigkeit für den 3K-Aufbau mit Idlerausk. | 108 |
| 4.70 | Energie- und Gainabhängigkeit für jeden Kristall | 110 |
| 4.71 | Sättigungsverhalten für dme 3K-Aufbau mit Idlerauskopplung . . | 110 |
| 4.72 | Effizienz des Vierkristallsystem mit Idlerauskopplung | 111 |
| 4.73 | Dreikristallaufbau mit Auskopplung Idlerwelle | 113 |
| 4.74 | Energie- und Gainabhängigkeit des 3K-Aufbau mit Idlerausk. . . | 114 |
| 4.75 | Gain in Abhängigkeit der Signalenergie 3K-Aufbau mit Idlerausk. | 115 |
| 4.76 | Energie- und Gainabhängigkeit für versch. Teleskope | 115 |
| 4.77 | Effizienz des Dreikristallsystem mit Idlerauskopplung | 117 |
| 4.78 | Aufnahme des Signalprofils ohne und mit Verstärkung | 119 |
| 4.79 | Aufnahme des Signalprofils nach OPA | 120 |
| 4.80 | Spektrale Aufnahme des OPO und OPA | 121 |
| 4.81 | Spektrale Aufnahme, des OPA ohne und mit Seeding des Pumplaser | 122 |
| 4.82 | Energie- und Gainabhängigkeit der 3K-Aufbauten im Vergleich . . | 125 |
| 4.83 | Verstärkung in Abhängigkeit der Signalenergie für die 3K-Aufbauten | 125 |
| 4.84 | Effizienz der 3K-Aufbauten im Vergleich | 126 |
| A.1 | Datenblatt Ando Optical Spektrum Analysator AQ6319 | 134 |
| A.2 | Datenblatt der Coherent-Kamera | 135 |
| A.3 | Datenblatt der InGaAs-Kamera von Firma Xenics Belgien | 136 |
| A.4 | Datenblatt des photoelektromagnetischen IR Detektors | 137 |
| B.1 | GainEinstellungen der Xenics-Kamera | 140 |
| B.2 | Aufnahmeeigenschaften der Xenics-Kamera | 141 |
| B.3 | Vergleich Coherent- und Xenics-Kamerasystem | 141 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|------|---|-----|
| 1.1 | Zu erreichende Parameter A-Scope | 3 |
| 3.1 | Wellenlängen der beteiligten Wellen | 22 |
| 3.2 | Zerstörschwellen des KTP und KTA Kristalls | 23 |
| 3.3 | Eigenschaften von KTA | 24 |
| 4.1 | Diodenspannung, Rofin System | 39 |
| 4.2 | Grunddaten Lasersystem | 42 |
| 4.3 | Ausgangsparameter des Oszillators und Preamplifier | 46 |
| 4.4 | Grunddaten Lasersystem | 50 |
| 4.5 | Einstellung der build-up time. | 52 |
| 4.6 | Auswertung Pumpprofil | 59 |
| 4.7 | Ausgangsparameter des Continuum Laser | 60 |
| 4.8 | Zusammenfassung des technischen Aufbaus vom OPO | 63 |
| 4.9 | Auswertung der Fernfeldaufnahme | 69 |
| 4.10 | Auswertung Strahlprofil OPO | 71 |
| 4.11 | Wesentliche Ausgangsparameter des OPO | 73 |
| 4.12 | Zusammenfassung technischer Aufbau OPA | 74 |
| 4.13 | Zusammenstellungen der möglichen Teleskopvergrößerungen | 81 |
| 4.14 | Zusammenstellungen Verstärkungen für das Einkristallsystem | 85 |
| 4.15 | Auswertung der Maximalverstärkungen des Dreikristallsystems | 90 |
| 4.16 | Maximalverstärkungen des Dreikristallsystems mit Idlerausk. | 102 |
| 4.17 | Verstärkungen für das 3K-Aufbau mit Ausk. Idlerwelle | 102 |
| 4.18 | Maximalverstärkungen des Vierkristallsystems mit Idlerausk. | 111 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.19 | Maximalverstärkungen des Dreikristallsystems mit Idlerausk. . . . | 116 |
| 4.20 | Auswertung der Strahldurchmesser nach OPA | 118 |
| 4.21 | Auswertung der Strahldurchmesser nach OPA | 120 |
| 4.22 | Zusammenstellung aller Kristallsysteme | 127 |

Literaturverzeichnis

- A. Amediek. *Messung von CO₂-Säulengehalten in der Atmosphäre mit Lidar-Methoden*. Dissertation, LMU München, 2007.
- A. Amediek, A. Fix, M. Wirth, and G. Ehret. Development of an OPO system at 1.57 μm for integrated path DIAL measurement of atmospheric carbon dioxide. *Appl. Phys. B* **92**, 295-302, (2008).
- G. Arisholm, Ø. Nordseth, and G. Rustad. Optical parametric master oscillator and power amplifier for efficient conversion of high-energy pulses with high beam quality. *Opt. Express* **12**, 4189-4197 , (2004).
- W. R. Bosenberg and D. R. Guyer. Broadly tunable, single-frequency optical parametric frequency-conversion system. *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1716-1722, (1993).
- R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. ACADEMIC PRESS, New York, 2003. ISBN 0-12-121682-9. 2.
- R. L. Byer. *Nonlinear Optical Phenomena and Materials*. John Wiley & Sons, New York, 1974. 4.
- W. Demtröder. *Molekülphysik*. Oldenbourg Wissensch. Verlag, München, 2003. ISBN 978-3-486-24974-3. 1.
- V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan. *Handbook of nonlinear optical Crystals*. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1991. ISBN 0-387-53547-0.

- ESA. *A new Earth Explorer; The third Cycle of Core Earth Explorer.* ESA, 2007a. URL http://www.esa.int/esapub/bulletin/bulletin131/bul131d_bensi.pdf.
- ESA. *The living Planet, Earth Explorers.* ESA, 2007b. URL http://esamultimedia.esa.int/docs/Earth_Explorers_flyer_2007.pdf.
- M. Esselborn. *Lidar-Messung der Extinktion des atmosphärischen Aerosols am Beispiel der Feldstudie SAMUM-1.* Dissertation, LMU München, 2008.
- A. Fix. *Untersuchung der spektralen Eigenschaften von optischen parametrischen Oszillatoren aus dem optisch nichtlinearen Material Betabariumborat.* Shaker Verlag, Aachen, 1995. ISBN 3-8265-0912-9.
- A. Fix and O. Reitebuch. *Lidar für Meteorologen.* University of Innsbruck, lecture script, 2006.
- A. Fix, A. Amediek, and G. Ehret. *CO₂ Laser Critical Technologies; OPA/OPO investigations.* DLR, Institut fuer Physik der Atmosphaere, Weßling, 2008.
- J. A. Giordmaine and R. C. Miller. Tunable Coherent Parametric Oscillation in $LiNbO_3$ at Optical Frequencies. *Phys. Rev. Lett.* **14**, 973-976, (1965).
- N. Hodgson and H. Weber. *Laser Resonators and Beam Propagation Fundamentals, Advanced Concepts and Applications.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2005. ISBN 978-0-387-40078-5. 2.
- J. T. Hunt, J. A. Glaze, W. W. Simmons, and P. A. Renard. Suppression of self-focusing through low-pass spatial filtering and relay imaging. *Appl. Opt.* **17**, 2053-2057, (1978).
- P. Ingmann, P. Bensi, Y. Durand, A. Griva, and P. Clissold. *Six candidate Earth Explorer Core Missions - Report for Assessment: to observe atmospheric carbon dioxide for a better understanding of the carbon cycle.* ESA Publications Division, ESA (European Space Agency) ESTEC, 2008. ISBN 978-92-9221-406-7.

- ISO 11146. *Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam parameters - Beam widths, divergence angle and beam propagation factor*. International Organization for Standardization ISO 11146, 1999.
- T. J. Kane and R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.* **10**, 65-67, (1985).
- W. D. Kulatilaka, T. L. Bougher, and R. P. Lucht. Development of an injection-seeded, pulsed optical parametric generator for high-resolution spectroscopy. volume *Appl. Phys. B* **80**, 669–680, (2004).
- P. Mahnke, H. Klingenberg, A. Fix, and M. Wirth. Dependency of injection seeding and spectral purity of a single resonant ktp optical parametric oscillator on the phase matching condition. *Appl. Phys. B* **89**, 1-7, (2007).
- D. Mills. *Nonlinear Optics - Basic Concepts*. Springer-Verlag, Berlin, 1991. ISBN 3-540-54192-6.
- F. Pedrotti and L. Pedrotti. *Introduction to Optics*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1993. ISBN 0-13-016973-0. 2.
- A. Pistelok. *Entwicklung eines OPCPA-Systems zur Verstärkung ultrakurzer Pulse bis in den Terawattbereich*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006.
- L. A. Rahn. Feedback stabilization of an injection-seeded nd:yag laser. *Appl. Opt.* **24**, 940-942, (1985).
- P. D. U. Röder. *Lasertechnik*. Hochschule München, lecture script, 2008.
- B. Schaefer. *Optik*. de Gruyter, Berlin, 2004.
- A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, California, 1986. ISBN 9780935702118. 1.
- A. V. Smith. How to select nonlinear crystals and model their performance using snlo software. *Proc. SPIE* **3928**, 62, (2000).

- R. L. Sutherland. *Handbook of nonlinear optics*. Marcel Dekker, New York, 1996. ISBN 0-8247-9426-5.
- R. Urschel. *Eperimentelle Untersuchung und theoretische Analyse von kritisch phasenangepassten optisch parametrischen Oszillatoren*. Shaker Verlag, Aachen, 1998. ISBN 3-8265-4364-5.
- H. Valipour. *Messung druckinduzierter Effekte an Absorptionslinien von Acetylen*. Dissertation, Technischen Universität Berlin, 2001.
- M. S. Webb, P. F. Moulton, J. J. Kasinski, R. L. Burnham, G. Loiacono, and R. Stolzenberger. High-average-power $ktioaso_4$ optical parametric oscillator. Opt. Lett. **23**, 1161-116, (1998).
- C. Weitkamp. *Lidar, Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2005. ISBN 978-0-387-40075-4. 1.
- S. Wu, V. A. Kapinus, and G. A. Blake. A nanosecond optical parametric generator/amplifier seeded by an external cavity diode laser. Opt. Commun. **23**, 74-79 , (1999).
- F. Zernike and J. E. Midwinter. *Applied nonlinear optics*. John Wiley and Sons, New York, 1973. ISBN 0-471-98212-1.

Danksagung

Als erstes möchte ich mich bei Prof. Dr. Heilmann für die freundliche Übernahme der Diplomarbeit und die zahlreichen Hilfestellungen in formalen Dingen bedanken. Bei Prof. Dr. Ulrich Schumann, dem Institutsleiter des IPA sowie Dr. Gerhard Ehret, dem Abteilungsleiter der Lidar-Gruppe möchte ich mich für die Möglichkeit der Anfertigung dieser Arbeit bedanken.

Bei meinem Betreuer Dr. Andreas Fix möchte ich mich bedanke für das große Vertrauen, die viele Zeit, die vielen aufschlussreichen Diskussionen und sein Engagement, das er mir entgegengebracht hat und die interessante Themenstellung meiner Diplomarbeit.

Allen Mitgliedern der Lidar-Gruppe möchte ich für die Unterstützung und die angenehme Arbeitsatmosphäre danken.

Bei Daniela Loy und Sandra Inninger bedanke ich mich für die kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Meinem Bruder Michael und meinen Freunden möchte ich für die Geduld während meiner Diplomarbeit danken. Auch wenn ich sie manchmal zeitlich vernachlässigt habe, hatten sie für meine Situation immer Verständnis.

Meiner Freundin Daniela danke ich, für all die Ausdauer, das Verständnis und den Rückhalt den sie mir gab, während des Studiums und besonders bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Meinen lieben Eltern, Traute und Fritz Moser, danke ich für die großartige Unterstützung während meiner ganzen Studienzeit und der Diplomarbeit, der ich mir immer sicher war und bin.

Name: Marcus Moser
Geb.: 05.01.1983
Matr.Nr.: 29450304
Studiengruppe: 06PH8TT
Semester WS 08/09

Erklärung

gemäß § 13 Abs. 5 RaPO

Hiermit erkläre ich, dass ich die Diplomarbeit selbstständig verfasst, noch nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt, keine anderen als die angegebenen Quellen oder Hilfsmittel benutzt sowie wörtliche und sinngemäße Zitate als solche gekennzeichnet habe.

Ort, Datum

Unterschrift